

# Physikalische Berichte

Fortsetzung der „Fortschritte der Physik“ und des „Halbmonatlichen Literaturverzeichnisses“ sowie der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“

gemeinsam herausgegeben von der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

und der

Deutschen Gesellschaft für technische Physik

unter der Redaktion von Karl Scheel

Band

1. Oktober 1923

Nr. 19

## 1. Allgemeines.

**Chwolson.** Lehrbuch der Physik. 2. Aufl. Dritter Band, zweite Abteilung. Lehre von der Wärme. Herausgegeben von Gerhard Schmidt. Mit 110 Abbildungen. VII u. 460 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., [S. 1208.] SCHEEL.

**B. Hort.** Leonardo da Vinci as a pioneer of aviation. Journ. Roy. Aeron. Soc., 1923, Nr. 149 u. 150. Die Beobachtungen, Zeichnungen und Konstruktionen Leonardos werden wiedergegeben und ihre Beziehungen zu den in unserer Zeit gegebenen Lösungen besprochen. HOFF.

**Giltay.** Mersenne and his Ideas on Sound. Proc. Ind. Ass. Cult. of Sc., 1923, Nr. 1. SCHEEL.

**Emde.** Polare und axiale Vektoren in der Physik. ZS. f. Phys. 16, 209, 1923, Nr. 3. Äußerung zu den Bemerkungen von L. Prandtl. Herr Emde tritt nochmals seinen Standpunkt, daß sich die physikalischen Vektoren nicht ohne Unterschied auf zwei Klassen — polare und axiale Vektoren — verteilen lassen. OTTO BETZ.

**Waelsch.** Polynomialvektoranalyse und Kugelfunktionen. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 3, 37—45, 1923, Nr. 1. Ohne die von dem Verf. behandelte „Vektoranalyse“ als bekannt vorauszusetzen, wird einem Vektor ein Polynom zweiten Grades einer Veränderlichen zugeordnet, und einem  $\alpha$ -Bein, d. i. dem Gebilde, welches aus  $\alpha$  gleich langen, von einem Punkt ausgehenden Vektoren besteht, ein Polynom  $\alpha$ -ten Grades. Die Verknüpfungen dieser Vielbeine zu „Bündeln“ und „Vollbündeln“ werden durch einen einfachen Differentiationsprozeß definiert. Diese Vielbeine und Bündel sind Grundlagen der höheren Analyse des dreidimensionalen Vektorraums. Jede rationale und homogene Kugelfunktion  $\alpha$ -ter Ordnung ist als Vollbund eines  $\alpha$ -Beins und des speziellen  $\alpha$ -Beins, welches den Ortsvektor  $\mathbf{r}$   $\alpha$ -mal enthält, gegeben. Wird die durch den Verf. bekannte Entwicklung eines Produkts von Kugelfunktionen in Kugelfunktionen von neuem abgeleitet. WAELSCH.

**Key.** Nomographische Darstellungsmöglichkeiten. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 3, 46—59, 1923, Nr. 1. Das „allgemeinste Nomogramm“ von d'Ocagne ist aus aufeinanderliegenden, durchsichtigen, mit bezifferten „Leitern“ (Skalen)

versehenen ebenen Blättern, die aufeinander eingestellt werden. Um die Brauchbarkeit dieses Begriffs zu prüfen, wird untersucht, wie sich die technischen Hilfen und Ableseverfahren der Nomographie in ihn einfügen lassen. Diese Untersuchung führt zu mehreren Erweiterungen des d'Ocagneschen Begriffs. Die eine dieser Erweiterungen soll sich der vom Verf. vorgeschlagenen neuen Art von Rechentafeln anpassen, bei der eine zwischen zwei Skalenpunkten abgegriffene Strecke zwischen zwei anderen Skalenpunkten eingesetzt wird. Ferner kann der allgemeine Fall dahin erweitert werden, daß das gleichzeitige Einstellen zweier Ebenen auf eine Ebene und aufeinander gestattet wird. Endlich soll auch das Einhalten einfacher numerischer Bedingungen und das Probieren erlaubt sein. Als Beispiele für die Verwendung des Stechzirkels werden Rechentafeln für die reduzierte kubische Gleichung, für die Berechnung des Kegelstumpfs und für die Berechnung einer auf Biegung und Drehung beanspruchten Welle behandelt.

**Fr. A. Willers.** Numerische Integration. Mit 2 Figuren. 116 S. Berlin Leipzig, Walter de Gruyter & Co., 1923 (Sammlung Göschen Nr. 864). Inhalt: Parabel  $n$ ter Ordnung durch  $n+1$  Punkte und ihre Verwendung; Mittelwertbildung; Analyse empirischer Kurven; angenäherte Integration von Differentialgleichungen.

**J. Hak.** Bemerkungen über eine besondere Art von Rechentafeln. *angew. Math. u. Mech.* **2**, 469—472, 1923, Nr. 6. Es wird ein Verfahren erläutert, nach dem man Gleichungen, die sich in der einfachsten Weise mit geradlinigen Skalen nicht behandeln lassen, durch Wiederholung der Grundoperation des Abtragens auf mehreren Skalen erledigen kann. Unter anderem wird in dieser Weise die partielle Gleichung 3. Grades unter Verwendung von acht geradlinigen Skalen gelöst.

**A. Galle.** Neuere Integraphen. *ZS. f. angew. Math. u. Mech.* **2**, 458—466, 1923, Nr. 6. Die Integraphen werden in zwei Klassen eingeteilt, die sich in ihrer Konstruktion ähnlich wie die Rollplanimeter und Polarplanimeter unterscheiden. Jedoch sind sie von den der bestimmten Integration dienenden Apparaten dadurch verschieden, daß der Fahrarm zwei auf Schienen bewegliche Wagen verbindet und an einem Ende einen Stift trägt, der auf der gegebenen Differentialkurve geführt wird, am anderen Ende eine Schreibfeder, welche die gesuchte Integralkurve beschreibt. Ein wichtiger Bestandteil ist ein mit dem Integralwagen und der Schreibfeder fest verbundenes Rädchen, dessen Rollrichtung in der Richtung des Fahrarms liegt. Bei den kartesischen Integraphen sind die Schienen für die beiden Wagen parallel auf einem rechteckigen Rahmen angebracht und bezeichnen die eine Koordinatenrichtung, bei der anderen rollt das ganze Gestell. Bei den Polarintegraphen sind die Schienen die Radien eines Kreissektors, und der ganze Apparat rollt um den Kreismittelpunkt. Mit Integraphen kann man einfachere und transzendente Kurven zeichnen, Quadraturen ausführen, die Wurzeln algebraischer Gleichungen finden, verschiedene Differentialgleichungen integrieren u. a. m.

**H. Shaw and E. Lancaster-Jones.** The Eötvös Torsion Balance. *Proc. Roy. Soc. London* **35**, 151—166, 1923, Nr. 3. [S. 1168.]

**Vollrat Happach.** Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate in ihrer Anwendung auf Physik, Maschinenbau, Elektrotechnik und Geodäsie. IV u. 74 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner (Teubners technische Leitfäden, Bd. 18). „Den praktischen Zwecken, denen das

gen will, entsprechend, ist der zahlenmäßigen Rechnung ein ganz besonders breiter Raum zugestanden worden, während die Theorie lediglich so weit behandelt ist, als es das Verständnis der benutzten Formeln notwendig erschien.“ Inhalt: Allgemeines über Fehler und Genauigkeit einer Messung; Ausgleichung direkter Beobachtungen gleicher und ungleicher Genauigkeit; Ausgleichung vermittelnder Beobachtungen; Instantenbestimmung; Ausgleichung bedingter Beobachtungen; andere Probleme, welche mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate lösen lassen; Zulässigkeit der Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate. SCHEEL.

Basch. Über die [Genauigkeitssteigerung durch Hinzutreten einer neuen Beobachtung. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 2, 447—458, 1922, Nr. 6. Es wird zunächst für den Fall der direkten Beobachtungen, sodann für den wichtigsten Fall der vermittelnden Beobachtungen untersucht, wie eine zu einer Beobachtungsreihe hinzutretende neue Beobachtung gelegen sein muß, damit einestheils die gesamte Beobachtungsreihe als solche, andererseits das Ergebnis der Reihe in seiner Genauigkeit verbessert wird. BASCH.

## 2. Allgemeine Grundlagen der Physik.

Erich Kottler. Maxwellsche Gleichungen und Metrik. Wien. Ber. 131, 119—146, 1922, Nr. 2. Eine Inhaltsangabe der Arbeit ist bereits in Wien. Anz. 1922, S. 34—35 erschienen und in diesen Ber. 3, 670, 1922 auszugsweise wiedergegeben. Die dort erwähnte von der Weltmetrik unabhängige Gestalt der Maxwellschen Gleichungen werden jetzt die acht Differentialgleichungen

$$E_{klm} = S_{klm} \dots \dots \dots \text{(Ia)}$$

$$F_{klm} = 0 \dots \dots \dots \text{(IIa)}$$

$$S_{234} = \frac{i_x}{c}, \quad -S_{134} = \frac{i_y}{c},$$

$$S_{124} = \frac{i_z}{c}, \quad -S_{123} = q\sqrt{-1}$$

$$E_{klm} = \frac{\partial}{\partial x_k} E_{lm} + \frac{\partial}{\partial x_l} E_{mk} + \frac{\partial}{\partial x_m} E_{kl},$$

$$F_{klm} = \frac{\partial}{\partial x_k} F_{lm} + \frac{\partial}{\partial x_l} F_{mk} + \frac{\partial}{\partial x_m} F_{kl}$$

gegeben. Eine Weltmetrik tritt erst auf als Folge von sechs algebraischen „Verknüpfungsrelationen“ zwischen dem „elektromagnetischen“ Sechservektor  $E$  und dem „metelektrischen“ Sechservektor  $F$ , die zugleich das Integrationsproblem erst zu einem bestimmten machen. Diese Relationen sind gleichwertig den Ausbreitungsgleichungen des Feldes. Je nach ihrer Form erhält man die spezielle Minkowskische Metrik — für  $E_{ik'} = F_{ik}$  ( $ik'i'k'$  positive Permutation von 1 2 3 4) — oder — aus der allgemeineren Verknüpfung

$$E_{pq} = \sum_{i,k} g_{pi} g_{qk} \cdot \frac{1}{\sqrt{g}} F_{i'k'},$$



die allgemeine Einsteinsche Metrik. Sollten die Maxwell'schen Gleichungen gegen Erscheinungen nicht gerecht werden, so könnte der Grund hierfür nach dem gar wohl in dieser Linearität der Maxwell'schen Verknüpfungsrelationen als eine die ponderable Materie ungenügenden Approximation und nicht in den Maxwell'schen Gleichungen selbst liegen. (Vgl. G. Mies, Theorie d. Materie.) E. KRETSCHE

**T. J. J. See.** New Theory of the Aether. S.-A. Astron. Nachr. **217**, 1922, Nov. 1922, Sondernummer. Eine mechanistische Äthertheorie, die sich in dieser sehr recht umfangreichen und mit zahlreichen Bildern und Zeichnungen versehenen Darstellung hauptsächlich mit dem Magnetismus und im besonderen mit dem Magnetismus beschäftigt. Die Kapitelüberschriften des vorliegenden Teils der ersten sechs Teile der Berichtende nicht kennt, lauten übersetzt: 1. Auf der Ursache des Magnetismus und einer bemerkenswerten Beziehung zwischen Magnetismus und universeller Schwere. — 2. Neue allgemeine Formeln für die der ponderomotorischen Kraft in jedem Teil des magnetischen Feldes: die neue in Strenge bestätigt durch das Gesetz von Biot für einen kurzen Magneten innerhalb der Erdkugel als die einfachste Basis des Erdmagnetismus, 1816. — 3. Einzelne gehende Darlegung des Gesetzes, das die mittlere Gesamtintensität des Magnetismus mit der Erdschwere verknüpft. — 4. Das harmonische Gesetz (Helmholtz Law) führt zu einem Experimentum crucis in bezug auf die Natur des Magnetismus. — 5. Untersuchung der angenommenen Bewegung der magnetischen Pole in der Erde. — 6. Theorie des magnetischen Moments der Erde mit Gauß' Erklärung seines Verfahrens. — 7. Umriss der Gauß'schen allgemeinen Theorie des Erdmagnetismus. — 8. Die wechselseitige potentielle Energie und die wechselseitige Wirkung magnetischer Systeme: wie das Ergebnis sich ändert, infolge des magnetischen Zuges, der längs krummen Linien von Pol zu Pol ausgeübt wird. — 9. Die Stärke der Schwerkraft verglichen mit elektrischen und magnetischen Kräften: Ausbreitungsgeschwindigkeit der universellen Schwere. — 10. Der Genauigkeitsgrad des Gesetzes der reziproken Quadrate für Schwere bzw. Magnetismus. — 11. Erklärung der periodischen und säkulären Änderungen des Erdmagnetismus, enthaltend die Ursache der Erdmagnetischen Gewitter und Nordlichte. — 12. Die magnetische Anziehung hängt von einer Zweifelt von Kräften und ist infolgedessen längs krummen Linien nach zwei Richtungen gerichtet, während die Anziehung der Schwere geradlinig auf ein einzelnes Zentrum hin gerichtet ist: Einfachheit der allgemeinen Naturgesetze. E. KRETSCHE

**A. S. Eddington.** Raum, Zeit und Schwere. Ein Umriß der allgemeinen Relativitätstheorie. Ins Deutsche übertragen von W. Gordon. Mit 19 Abbildungen. VIII u. 204 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-G. (Sammlung: Die Wissenschaft, herausgegeben von Eilhard Wiedemann, 1922). Eine Darstellung der Relativitätstheorie mit möglichst einfachen Mitteln. Was ist Geometrie? 1. Die Lorentzkontraktion; 2. Relativität; 3. Die vierdimensionale Welt; 4. Kraftfelder; 5. Raumarten; 6. Das neue und das alte Gravitationsgesetz; 7. Schweres Licht; 8. Weitere Prüfungen der Theorie; 9. Impuls und Energie; 10. Unendlichkeit entgegen; 11. Elektrizität und Schwere; 12. Über die Natur der Dinge.

**H. W. Brinkmann.** On Riemann spaces conformal to Einstein spaces. Nat. Acad. 9, 172—174, 1923, Nr. 5. Es werden ohne Beweise einige Ergebnisse in den Math. Ann. (Bd. u. S. sind nicht angegeben) erschienenen Arbeiten über die Abbildbarkeit Riemannscher Räume aufeinander wiedergegeben, insbesondere sog. „Einsteinräume“, d. h. solcher, für die  $R_{ij} = \frac{1}{n} R \cdot g_{ij}$  gilt. E. KRETSCHE

**Einstein.** Notiz zu der Arbeit von A. Friedmann: „Über die Krümmung des Raumes“. ZS. f. Phys. **16**, 228, 1923, Nr. 3. Der Verf. zieht seine an der genannten Arbeit geübte Kritik (ZS. f. Phys. **11**, 326, 1922; diese Ber. S. 327) zurück, die auf einem Rechenfehler beruhe. (In der Tat findet man, wie dem Berichtenden Herr K. Lanczos freundlichst mitgeteilt wurde, unter den Annahmen Friedmanns als vierte Gleichung des Erhaltungssatzes von Energie und Impuls  $\frac{\partial(\sqrt{g}Q)}{\partial x_4} = 0$

$\frac{\partial Q}{\partial x_4} = 0$ , wie Einstein schrieb.)

E. KRETSCHMANN.

**H. Piaggio.** Space-Time Geodesics. Nature **110**, 699, 1922, Nr. 2769. In der Zeitschrift vom 28. Oktober, S. 572 hatte Dr. Robb ein Beispiel dafür angegeben, daß die Länge einer Einsteinschen Weltgeodäte zwischen zweien ihrer Punkte weder ein Maximum, noch ein Minimum zu sein brauche. Der Verf. führt mathematisch aus, daß darin keine Schwäche der Theorie als solcher zu sehen sei. E. KRETSCHMANN.

**Einstein.** Zur allgemeinen Relativitätstheorie. Berl. Ber. 1923, S. 32—38, 1914/7.

**Einstein.** Bemerkung zu meiner Arbeit: „Zur allgemeinen Relativitätstheorie“. Berl. Ber. 1923, S. 76—77, Nr. 12/14. Um zugleich mit dem Schwerfeld elektromagnetische Feld weltgeometrisch zu deuten, geht der Verf. statt von den Koeffizienten  $g_{\mu\nu}$  der Fundamentalform  $ds^2$  im Anschluß an Eddington aus von den 40 Koeffizienten  $\Gamma_{\alpha\beta}^\mu$ , die durch

$$\delta A^\mu = -\Gamma_{\alpha\beta}^\mu A^\alpha dx^\beta \dots \dots \dots (2)$$

$$\Gamma_{\alpha\beta}^\mu = \Gamma_{\beta\alpha}^\mu$$

infinitesimale Parallelverschiebung eines Vektors und damit den affinen Zusammenhang der Welt bestimmen. Hierdurch nämlich ergibt sich die Möglichkeit, den verallgemeinerten Krümmungstensor

$$R_{kl} = -\frac{\partial \Gamma_{kl}^a}{\partial x^a} + \Gamma_{k\beta}^a \Gamma_{la}^\beta - \frac{\partial \Gamma_{ka}^a}{\partial x^l} - \Gamma_{kl}^a \Gamma_{a\beta}^\beta \dots \dots \dots (3)$$

er erst durch Einführung der Christoffelschen Ausdrücke der  $\Gamma_{\mu\nu}^a$  durch die  $g_{\mu\nu}$  symmetrisch wird — in einen symmetrischen und einen antisymmetrischen Teil zerlegen:

$$\lambda^2 R_{kl} = g_{kl} + \Phi_{kl} \dots \dots \dots (5a)$$

$$\frac{1}{\lambda^2} g_{kl} = -\frac{\partial \Gamma_{kl}^a}{\partial x^a} + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \Gamma_{ka}^a}{\partial x^l} + \frac{\partial \Gamma_{la}^a}{\partial x^k} \right) + \Gamma_{k\beta}^a \Gamma_{la}^\beta - \Gamma_{kl}^a \Gamma_{a\beta}^\beta \dots \dots (11)$$

$$\frac{1}{\lambda^2} \Phi_{kl} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \Gamma_{ka}^a}{\partial x^l} - \frac{\partial \Gamma_{la}^a}{\partial x^k} \right) \dots \dots \dots (12)$$

wird als der metrische Tensor und  $\Phi_{kl}$  gemäß der Form des Ausdrucks als der elektromagnetische Tensor angesprochen. Der gegen 1 kleine konstante Zahlfaktor soll  $g_{kl}$  und  $\Phi_{kl}$  lediglich von einer kosmischen auf eine „menschliche“ Maßeinheit bringen. — Die von Eddington nicht gelöste Aufgabe, die  $\Gamma_{\mu\nu}^a$  auf die Feldkomponenten  $g_{kl}$  und  $\Phi_{kl}$  zurückzuführen, wird in allgemeiner Weise mittels des Prinzips der kleinsten Wirkung

$$\delta \left( \int \mathfrak{H} d\tau \right) = 0 \dots \dots \dots (8)$$

durchgeführt. Ist die Wirkungsichte  $\mathfrak{H}$  Funktion der  $g_{kl}$  und  $\Phi_{kl}$  allein und man:

$$\delta \mathfrak{H} = \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial g_{kl}} \delta g_{kl} + \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial \Phi_{kl}} \delta \Phi_{kl} = \mathfrak{f}^{kl} \delta g_{kl} + \mathfrak{i}^{kl} \delta \Phi_{kl} \dots$$

wobei  $\mathfrak{f}^{kl}$  eine symmetrische und  $\mathfrak{i}^{kl}$  eine antisymmetrische Tensordichte bedeuten folgen aus (8) mit der Stromdichte

$$i^l = \frac{\partial \mathfrak{f}^{l\sigma}}{\partial x^\sigma} \dots$$

und

$$\mathfrak{f}^{kl} i_\alpha = \frac{\partial \mathfrak{f}^{kl}}{\partial x^\alpha} + \mathfrak{f}^{\sigma l} \cdot \Gamma_{\sigma\alpha}^k + \mathfrak{f}^{k\sigma} \Gamma_{\sigma\alpha}^l - \mathfrak{f}^{kl} \Gamma_{\alpha\sigma}^\sigma \dots$$

durch Variation nach den  $\Gamma_{hk}^i$  die 40 Gleichungen:

$$0 = \mathfrak{f}^{kl} i_\alpha + \frac{1}{3} \delta_k^\alpha i^l + \frac{1}{3} \delta_l^\alpha i_k \dots$$

oder mittels einiger Rechnungen nach den  $\Gamma_{kl}^i$  aufgelöst:

$$\Gamma_{kl}^a = \frac{1}{2} s^{\alpha\beta} \left( \frac{\partial s_{k\beta}}{\partial x^l} + \frac{\partial s_{l\beta}}{\partial x^k} - \frac{\partial s_{kl}}{\partial x^\beta} \right) - \frac{1}{2} s_{kl} i^\alpha + \frac{1}{6} \delta_k^\alpha i_l + \frac{1}{6} \delta_l^\alpha i_k \dots$$

Die Tensoren  $s$  und  $i$  sind hier aus den Tensordichten  $\mathfrak{f}$  und  $\mathfrak{i}$  mittels

$$\mathfrak{f}^{kl} = s^{kl} \sqrt{-|s_{ik}|} \dots$$

$$s_{\alpha i} s^{\beta i} = \delta_\alpha^\beta \dots$$

$$i^l = \sqrt{-|s_{ik}|} i^l = \sqrt{-s} i^l \dots$$

und

$$i_l = s_{l\sigma} i^\sigma \dots$$

abzuleiten, also mit Benutzung des Tensors  $s$  an Stelle von  $g$ , wie sonst üblich. Sind die  $\Gamma_{\mu\nu}^\alpha$  durch  $\Phi_{\mu\nu}$  und  $g_{\mu\nu}$  bestimmt und man hat in (11) und (12) die reichende Anzahl von Feldgleichungen, vorausgesetzt, daß die Wirkungsichte  $\mathfrak{H}$  Funktion der  $\Phi_{\mu\nu}$  und  $g_{\mu\nu}$  bekannt ist und somit diese Größen vermöge (13) die  $\mathfrak{f}^{kl}$  und  $\mathfrak{i}^{kl}$  ausgedrückt werden können. — Einstein wählt für die Wirkungsichte den einfachen Ausdruck

$$\mathfrak{H} = 2 \sqrt{-|R_{kl}|} \dots$$

ein Analogon der Tensordichte  $\sqrt{-g}$  des Volumens. Hiermit wird zunächst im Falle, daß kein elektromagnetisches Feld vorhanden ist, nach (13)

$$\mathfrak{f}^{kl} = g^{kl} \sqrt{-g}, \quad \mathfrak{i}^{kl} = 0$$

und aus (24)

$$\Gamma_{kl}^a = \frac{1}{2} g^{\alpha\beta} \left( \frac{\partial g_{k\beta}}{\partial x^l} + \frac{\partial g_{l\beta}}{\partial x^k} - \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^\beta} \right) \dots$$

In (11) eingesetzt, ergibt dies die bekannte Vakuumgleichung des Schwerfeldes kosmologischem Gliede. — Wenn das elektromagnetische Feld nicht verschwindet, folgt aus (12) und (24)

$$\frac{1}{\lambda^2} \Phi_{kl} = \frac{1}{6} \left( \frac{\partial i_k}{\partial x^l} - \frac{\partial i_l}{\partial x^k} \right) \dots$$

Streng genommen, kann hiernach in einem Gebiete mit der Stromdichte Null kein elektrisches oder magnetisches Feld bestehen. Das Bedenkliche dieser Folgerung



der Verf. durch den Hinweis auf die außerordentliche Kleinheit des Faktors  $1/\lambda^3$  überheben. Außer an singulären Stellen könne praktisch die Stromdichte verschwinden, daß  $\Phi_{kl}$  allzu klein wird (Zahlen sind nicht angegeben). Außerhalb dieser Stellen hiernach angenähert die Gleichungen

$$i^k = \frac{\partial \mathfrak{f}^{kl}}{\partial x^l} = 0 \quad \dots \dots \dots (26)$$

nach (12) in Strenge:

$$\frac{\partial \Phi_{kl}}{\partial x^\sigma} + \frac{\partial \Phi_{l\sigma}}{\partial x^k} + \frac{\partial \Phi_{\sigma k}}{\partial x^l} = 0 \quad \dots \dots \dots (27)$$

(5a) ist (wenn wieder  $\lambda^3 = 1$  gesetzt wird):

$$\delta \Phi = \delta (2 \sqrt{-|R_{kl}|}) = \sqrt{-|R_{kl}|} \cdot R^{kl} (\delta g_{kl} + \delta \Phi_{kl}).$$

Vergleichung mit (13) führt  $\mathfrak{f}$  und  $\mathfrak{f}$  mittels (5a) auf  $g$  und  $\Phi$  zurück. — Wenn die  $\Phi$  nur unendlich wenig von den konstanten Werten  $R_{kk} = 1$ ,  $R_{hk} = 0$ ,  $h \neq k$  sich unterscheiden, wird in erster Näherung

$$\mathfrak{f}^{kl} = \Phi_{kl}$$

die Maxwell'schen Gleichungen sind vermöge (26) und (27) erfüllt. — In der „Berichtigung“ teilt der Verf. noch mit, daß die durch Einsetzen von (24) in (3) entstehenden Gleichungen sich in die Form

$$\delta \left\{ \int \left[ -2 \sqrt{-|R_{kl}|} + \Re - \frac{1}{6} \mathfrak{f}^{\alpha\beta} i_\alpha i_\beta \right] d\tau \right\} = 0$$

aus dem hamiltonschen Prinzips bringen lassen, wobei  $\Re$  die skalare Dichte der zum Krümmungstensor  $s_{ik}$  gehörigen Riemann-Krümmung ist und die Variation nach  $\mathfrak{f}^{kl}$  und  $\mathfrak{f}^{kl}$  vorzunehmen ist. Da  $|R_{kl}|$  eine gerade Funktion der  $\mathfrak{f}^{kl}$  ist, so gehört zur Lösung der letzten Gleichung eine zweite mit entgegengesetzt gleichen Feldstromkomponenten  $\mathfrak{f}^{kl}$  und  $i_\alpha$ .  
E. KRETSCHMANN.

**Petzoldt.** Die Stellung der Relativitätstheorie in der geistigen Entwicklung der Menschheit. 2. Aufl. VII u. 98 S. Leipzig, Verlag von Johann Neumann, Neudamm, 1923.  
E. KRETSCHMANN.

**Bollert.** Die Apriorität von Raum und Zeit in der Relativitätstheorie. ZS. f. Phys. 15, 126—152, 1923, Nr. 2/3. Aus der „Zusammenfassung“: „2. Um zunächst anschaulich vorgefundene physikalische Kontinuum zu Begriff zu bringen, ist notwendig, die Punkte desselben durch Einführung eines Koordinatensystems in Zahlenkörper abzubilden. Ein solches Kontinuum läßt sich durch eine endliche Zahl von Beobachtungen nur vermessen, wenn eine bestimmte Funktion der räumlichen Koordinaten  $dx_i$  existiert, die die Größe des Abstandes zweier benachbarter Punkte bedeutet. — 3. Das einzige Kontinuum, welches sich Punkt für Punkt restlos in Zahlenkörper abbilden läßt, ist das euklidische. Da in ihm starre Punktsysteme ohne Beschränkung frei beweglich sind, ist es ohne weiteres vermeßbar. Da auch die übrigen Kontinua vermeßbar sind, muß gefordert werden, daß solche Punktsysteme zum mindesten dann frei beweglich sind, wenn sie nur von unendlichsmaller Ausdehnung sind. Es läßt sich zeigen, daß diese Forderung nur erfüllt ist, wenn die in 2. erwähnte Abstandsfunktion eine quadratische Differentialform der räumlichen Koordinaten  $dx_i$  der Punkte ist, das heißt aber, daß das Kontinuum in den kleinsten Teilen ein euklidisches ist. Diese Unzerstörbarkeit der euklidischen Eigenschaft im kleinen ist also die apriorische Voraussetzung für die Vermeßbarkeit der inhomogenen Mannigfaltigkeiten. — 4. Die Existenz eines dreidimensionalen

Raumes mit einer selbständigen Geometrie ist keine apriorische Voraussetzung die Physik. Wenn der Schauplatz der Welt ein vierdimensionales, nicht in Raum und Zeit zerlegbares Kontinuum ist, so ist es immer noch möglich, das Weltgeschehen in einem Funktionalzusammenhang zu ordnen, denn alle apriorischen Grundlagen der Physik kommen letzten Endes auf eine Grundvoraussetzung hinaus und diese ist die der Möglichkeit, auf dem Wege der Beobachtung raum-zeitliche Koinzidenzen von Weltpunkten feststellen zu können, und auf eine Grundforderung und das daraus einer Reihe von beobachteten Koinzidenzen alle übrigen voraussagen zu können. Hierin liegt erst das erkenntnistheoretische Minimum für die Möglichkeit einer physikalischen Erkenntnis. Wenn man sich auf das Studium der geometrischen Verhältnisse des Kontinuums »Welt« beschränkt, deren Kenntnis die Voraussetzung für die Beobachtbarkeit der physikalischen ist, so ergibt sich für die Vermeßbarkeit dieses Kontinuums als Konsequenz dieser Minimalforderung die Notwendigkeit der Existenz infinitesimal kongruenter Systeme von Weltpunkten oder, weniger abstrakt gesprochen, die Möglichkeit, äquidistante Ereignispaare in allen Teilen des Raumes zu wiederfinden. Eine Folgerung hieraus ist dann die pythagoreische Beschaffenheit des Weltkontinuums.“

E. KRETSON

**N. v. Raschevsky.** Kritische Untersuchungen zu den physikalischen Grundlagen der Relativitätstheorie. ZS. f. Phys. 14, 107—149, 1923, Nr. 2. Druckfehlerberichtigung, ebenda S. 354, Nr. 5. Als Ergebnis der Arbeit gibt der Verf. folgenden an: „Die Postulate der speziellen Relativitätstheorie sind keine physikalischen Thesen, sondern nur gewissermaßen rein mathematische Konventionen, die zurzeit wahrscheinlich die geeignetsten und die bequemsten für die Darstellung aller physikalischen Erscheinungen sind. Es wird niemals ein Versuch mit diesen Postulaten in Widerspruch gebracht werden können, aber es wird wohl möglich sein, in der weiteren Entwicklung der Experimentalphysik die Deutung der neuen Versuchsergebnisse auf Grund der Relativitätspostulate viel zu kompliziert sein wird. Man wird man nach einer anderen bequemeren Konvention suchen müssen. — Was die allgemeine Relativitätstheorie anbetrifft, so ist ihre Hauptvorstellung, namentlich über die Krümmung des Raumes und der Zeit, eine im Sinne H. Poincarés »relativistische« Hypothese und die ganze Theorie kann auch ohne sie aufgebaut und gerechtfertigt werden. — Bei der Beschreibung der Erscheinungen auf dem Gebiete der Gravitation stellt sich die nichteuklidische Geometrie als die bequemere dar, aber der konventionelle Charakter der Geometrie bleibt auch hier bestehen.“

E. KRETSON

A propos des Conférences de M. Einstein au Collège de France. Rev. d'Opt. 1, 236—245, 1922, Nr. 5. Überblick über die Diskussion zwischen Einstein und französischen Gelehrten, vorzüglich soweit sich Beziehungen zur Optik zeigten. Erwähnt sei folgendes. Auf die Frage Hadamards, was geschehen würde, wenn die Masse durch Zustrom anderer Massen bis zur kritischen Größe wachse, bei der Singularitäten auftreten, erwiderte Einstein, daß bereits, wenn die Masse ein solches Werts erreiche, ihre Dichte im Mittelpunkt unendlich würde. E. KRETSON

**G. B. Jeffery.** The Identical Relations in Einstein's Theory. Phil. Mag. 43, 600—603, 1922, März, Nr. 255. Aus den Feldgleichungen Einsteins

$$G_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} G = -8\pi\kappa T_{\mu\nu} \dots\dots\dots$$

und den Erhaltungssätzen für Energie und Impuls:

$$T_{\mu\nu}^{\nu} = 0 \dots\dots\dots$$

folgt

$$G_{\mu\nu}^{\nu} = \frac{1}{2} \frac{\partial G}{\partial x_{\mu}} \dots\dots\dots$$



Gleichungen müssen sich andererseits als Identitäten aus dem Ausdrucke der  $g_{\mu\nu}$  ergeben. Der Verf. bestätigt dies rechnerisch für einen Weltteil, in dem durch geeignete Koordinatenwahl die ersten Ableitungen der  $g_{\mu\nu}$  zum Verschwinden gebracht sind. Die allgemeine Gültigkeit der Gleichung (6) folgt dann ihrer Invarianz. Damit ist zugleich eine Ableitung der Erhaltungssätze (5) aus Feldgleichungen (2) gegeben. (Inhaltlich also nichts Neues.) E. KRETSCHMANN.

**Genese.** An Einstein Paradox. Nature **111**, 742, 1923, Nr. 2796. Elementar-Betrachtungen über Vergleichung gegeneinander bewegter Uhren durch Lichtsignale. Der Verf. gerät in Widerspruch mit der Lorentztransformation. E. KRETSCHMANN.

**Strömgren.** Zur Prüfung der allgemeinen Relativitätstheorie an der Beobachtung. Naturwissensch. **11**, 316, 1923, Nr. 17. Text des vom Astronomischen Observatorium in Kopenhagen an das Observatorium in Potsdam gerichteten Telegramms über die Prüfungsergebnisse der Einsteinschen Lichtablenkungstheorie bei der Sonnenfinsternis vom 23. September 1922: Bestätigung der Theorie. E. KRETSCHMANN.

**Roze.** Remarques sur les observations relatives au déplacement vers le rouge des raies de Fraunhofer. Journ. de phys. et le Radium (6) **4**, 192 S, 1923, Nr. 3. Der Verf. erörtert die Frage, ob an den verschiedenen vorhandenen Messungen von Fraunhoferschen Linien die Einsteinsche Rotverschiebung deutlich nachgewiesen werden könne und verneint sie durchweg. E. KRETSCHMANN.

**Armois.** Remarques sur la relativité généralisée. Journ. de phys. et le Radium (6) **4**, 196 S—197 S, 1923, Nr. 3. Das Mehrkörperproblem der Einsteinschen Theorie der Schwerkraft führt nach dem Verf. auf die allgemeine Aufgabe, zwei verschiedene  $ds^2$  zu finden, eins im Innern und eins außerhalb der Materie, die ohne Betätigung der Potentialkomponenten und ihrer ersten Ableitungen ineinander übergehen. Der Grenzraum werde von Geodäten beider Gebiete gebildet. So erkläre sich, daß die Weltlinien kleiner Massen selbst Geodäten sind. Eine Ableitung ist nicht gegeben. E. KRETSCHMANN.

**William S. Kimball.** Scattering of particles by an Einstein center. Phys. Rev. (2) **21**, 387, 1923, Nr. 3. [S. 1185.] E. KRETSCHMANN.

**Wereide.** Relativitetsprincippet og atomfysikken. Fysisk Tidsskrift **20**, 141—141, 1922, Nr. 4. Zusammenfassendes Referat über eine Veröffentlichung des Verfassers in Phys. Rev. **21**, 391, 1923. J. OLSEN.

**W. Nordenson.** Einsteins relativitetsteori och den fysikaliska verkligheten. Fysisk Tidsskrift **20**, 141—143, 1922, Nr. 4. J. OLSEN.

**H. Dadourian.** A simple derivation of the Lorentz transformation. Phys. Rev. (2) **21**, 390, 1923, Nr. 3. E. KRETSCHMANN.

**A. Eddington.** A Relativity Paradox. Nature **110**, 844, 1922, Nr. 2773. Beste Widerlegung eines bekannten Einwands gegen die Relativitätstheorie. (Über die Geschwindigkeit des Schnittpunkts zweier verhältnismäßig langsam bewegter, aber unter sehr kleinem Winkel sich kreuzender Stäbe.) E. KRETSCHMANN.

**Israel Lanczos.** Zum Rotationsproblem der allgemeinen Relativitätstheorie. ZS. f. Phys. **14**, 204—219, 1923, Nr. 3/4. Nach einigen allgemeinen Einwänden gegen die besonders in gemeinverständlichen Darstellungen verbreitete Meinung,

daß in der allgemeinen Relativitätstheorie die Trägheitskräfte (Zentrifugal- und Corioliskraft) als Gravitationswirkungen ferner Massen aufzufassen seien, untersucht der Verf. kritisch die Berechnungen Thirrings (Phys. ZS. 19, 33, 1918 und 22, 29, 1921) im Innern einer rotierenden Hohlkugel auftretenden Kräfte mit dem Ergebnis, sie „nur zum Teil stichhaltig und nicht beweisend“ seien, „weil der zugrunde gelegte Materietensor die Divergenzbedingung nicht befriedigt“ und gibt eine „Richtigstellung der Verhältnisse“.

E. KRETSCHEK

**Ernst Reichenbächer.** Bemerkung zu der Arbeit von Kornel Lanczos: Rotationsproblem der allgemeinen Relativitätstheorie. ZS. f. Physik 273—275, 1923, Nr. 4/5. Nur über die statischen kugelsymmetrischen Lösungen der Schwerefeldgleichungen ist der Verf. anderer Meinung als Lanczos. Im Inneren eines kugelförmigen Körpers, die praktisch in Betracht kommende Schwerfelder erzeugen nämlich, wie er bemerkt, neben den Kräften der Schwere noch elektromagnetische Kräfte zwischen den einzelnen Elementarteilchen auf. Die Rechnungen von Schwarzschild und Weyl werden diesen Verhältnissen „nur mit schwacher Annäherung gerecht, indem sie eine homogene inkompressible Flüssigkeit“ voraussetzen. „Nach alledem kann es uns nicht wundern, daß diese kugelsymmetrischen Lösungen, auch zu Trägheitskräften im Innern und an der Oberfläche führen“. Das Innere eines Elementarteilchens und seine Oberfläche sind aber wegen der bekannten Singularität des Schwarzschildschen Feldes unerreichbar. Es wäre zu begreiflich, wenn der Name „Relativitätstheorie durch einen passenderen ersetzt würde, da die umfassende Bedeutung dessen, was damit gemeint wird, nur zum geringen Teil richtig ist und zu allerhand Mißdeutungen und Spitzfindigkeiten Anlaß gibt“.

E. KRETSCHEK

**Erwin Finlay Freundlich.** Über die Träge- und Schweremasse der Materie und Energie. Natuurk. Tijdschr. Ned.-Ind. 82, 271—273, 1922, Nr. 3.

**Erwin Finlay Freundlich.** Über die Grundhypothese der Relativitätstheorie. Natuurk. Tijdschr. Ned.-Ind. 82, 274—275, 1922, Nr. 3.

**A. Kopff.** Raum und Zeit in der Relativitätstheorie. Natuurk. Tijdschr. Ned.-Ind. 82, 276—278, 1922, Nr. 3. Autorreferate über in Holland gehaltene Vorträge, sachlich nichts Neues enthalten.

E. KRETSCHEK

**Ernst Reichenbächer.** Träge, schwere und felderzeugende Masse. Phys. 15, 276—279, 1923, Nr. 4/5. [S. 1166.]

E. KRETSCHEK

**J. T. Combridge.** The Gravitational Field of a Particle on Einstein's Theory. Phil. Mag. (6) 45, 726—732, 1923, Nr. 268, April. Mathematische Betrachtungen über das kugelsymmetrische statische Feld, deren Inhalt bekannt ist.

E. KRETSCHEK

**Hans Meurer.** Ein elementares Verfahren, die relativistischen Aberrationsgesetze unmittelbar aus dem Diagramm der Aberration abzuleiten. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. 54, 95—96, 1923, Nr. 2. „1. Fall. Das Aberrationsgesetz des Lichts und anderer nichtsubstantieller Strahlen (von der Geschwindigkeit unabhängig). 2. Fall. Das Aberrationsgesetz substantieller Massen.“

E. KRETSCHEK

**J. Haag.** Sur le problème des  $n$  corps en relativité. C. R. 176, 826—828, 1923, Nr. 12. Wenn man das  $n$ -Körperproblem der Relativitätstheorie behandeln dürfe man, vorausgesetzt, daß man über die „Newtonsche Näherung“ hinaus nicht jeden der Körper wie einen Probekörper im Felde der übrigen behandeln, sondern von den die Masse des betrachteten Körpers enthaltenden Gliedern verschwände.

Bewegungsgleichungen zwar die meisten, z. B. alle „Newtonschen“, doch blieben Glieder zweiter Ordnung zurück. (Vgl. dazu M. Chazy, C. R. **176**, 285, 1923; Ber. S. 712.) E. KRETSCHMANN.

Levinson. Sur le champ gravitationnel de  $n$  corps dans la théorie relativité. C. R. **176**, 981–983, 1923, Nr. 15. Gegenüber der Bemerkung von (vgl. vor. Ref.) bleibt der Verf. dabei, daß beim  $n$ -Körperproblem der allgemeinen Relativitätstheorie die Weltlinie jedes Körpers Geodäte des von den  $n-1$  anderen bestimmten Feldes sei, obgleich das entstehende Feld von allen  $n$  Körpern erzeugt werde. Als Beispiel wird die gleichförmige und geradlinige Bewegung eines vorhandenen Körpers angeführt, der doch ein zeitlich wechselndes Feld erzeugt. (Arbeit d. Verf., C. R. **176**, 234, 1923; diese Ber. S. 712.) E. KRETSCHMANN.

Lane. Die Lösungen der Feldgleichungen der Schwere von Schwarzschild, Einstein und Trefftz und ihre Vereinigung. Berl. Ber. 1923, S. 27–31, 1927. Von den statischen kugelsymmetrischen Lösungen der Einsteinschen Feldgleichungen

$$R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} - \lambda g_{ik} = -\kappa T_{ik} \dots \dots \dots (1)$$

durch Schwarzschild und Trefftz (Math. Ann. **86**, 317, 1922) gegeben sind, ergab der Verf. zunächst zu der Lösung

$$ds^2 = \frac{dr^2}{1 - \lambda r^2} + r^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2) + c^2 dt^2; \quad \lambda = \frac{1}{A^2} = \text{Const} \dots (10)$$

von  $r = 0$  bis  $r = A$  die eine Hälfte der Einsteinschen gleichmäßig mit Masse erfüllten Zylinderwelt darstellt. Die zweite Hälfte läßt sich, ohne daß sich die Annelen  $r = A$  in irgend einer Weise von den anderen Stellen der Welt unterscheiden, an die erste anpassen. — Schneidet man aus dem so gebildeten Einsteinschen Kugelraum die Kalotte  $r = 0$  bis  $r = r_i$  aus, so läßt sich statt ihrer das durch

$$\left. \begin{aligned} ds^2 = & \frac{dr^2}{1 - \frac{1}{3} \lambda r^2 - \frac{2}{3} \lambda \frac{r_i^3}{r}} + r^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2) \\ & - c^2 \frac{1 - \frac{1}{3} \lambda r^2 - \frac{2}{3} \lambda \frac{r_i^3}{r}}{1 - \lambda r_i^2} dt^2 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (12)$$

Trefftz dargestellte Gebiet einfügen, das sich an der Grenze  $r = r_i$  stetig an das übrige anschließt. Die ganze Masse des neuen Gebiets ist in seinem Mittelpunkte vereinigt. An der Grenze  $r = r_i$  hat infolgedessen die Lichtgeschwindigkeit

$$V = c \sqrt{\frac{1 - \frac{1}{3} \lambda r^2 - \frac{2}{3} \lambda \frac{r_i^3}{r}}{1 - \lambda r_i^2}}$$

ein Maximum  $dV/dr = 0$ . Dort hebt also die vom Zentralkörper ausgeübte Anziehung auf einen Massenpunkt die von der gleichmäßig verteilten Außenmasse herkommende Kraft gerade auf. — Statt einer kann man auch beliebig viele Kalotten aus dem Einsteinschen Kugelraum ausschneiden und durch das Feld (12) einer Zentralmasse ersetzen, nur dürfen die Kalotten einander nicht überdecken. — Da sich ferner im Inneren des Kerns  $r < r_m$  ( $r_m < r_i$ ) des Raumes (12) (wie der Verf. im Anfang der Arbeit) die (unwesentlich abgeänderte) Schwarzschildsche Lösung der Feldgleichungen



für das Innere einer ausgedehnten kugelförmigen Masse stetig einfügen läßt, so möglich, einen die Feldgleichungen nebst Grenzbedingungen erfüllenden „sph geschlossen Kosmos“ aufzubauen, welcher mit dem wirklichen zwar durchaus volle Übereinstimmung, wohl aber schon eine erheblich größere Ähnlichkeit weist, als die ursprüngliche Einsteinsche Lösung (10). E. KRETSCH

**Gustav Mie.** Das elektrische Feld eines schweren, elektrisch geladenen Kugelhens, das um ein Gravitationszentrum kreist. Ann. d. Phys. 489—557, 1923, Nr. 7. Das Feld, in dem die Ladung, das „Elektron“, unter Wirkung der Schwerkraft kreist, soll durch die Schwarzschildsche Lösung der Einsteinschen Gleichungen dargestellt sein. Das elektromagnetische Feld des Elektrons wird zuerst für ein „Kugel-Zylinderkoordinatensystem“ berechnet, dessen (Zeit)achse die Weltlinie des Elektrons ist, und zwar gemäß dem „Prinzip der Relativität“ des Gravitationspotentials“ so, als ob das Elektron „in einem gravitationsfreien Gebiet ruhte, in welchem eine eigentümliche nicht-Minkowskische Geometrie herrscht“. Die Lösung wird dann auf ein „vernunftgemäßes“ Koordinatensystem (G. Mie, Ann. d. Phys. 62, 46, 1920) transformiert, in dem das Elektron eine Kreisbahn um ein Gravitationszentrum beschreibt. — Zur Ausrechnung wird die Raum-Zeit-Welt in drei Gebiete geteilt. Erstens: „die nächste Umgebung“ des Elektrons. Sie reicht von einer geodätischen (räumlichen) Entfernung  $q_1$  von dem Elektron, die klein ist gegen den Radius  $a$  der Kreisbahn. In ihr sind die Abweichungen von der Minkowskischen Geometrie klein wie  $q_1^2/a^2$ , und können, wenn man  $q_1$  hinreichend klein wählt, vernachlässigt werden. In Entfernungen, die von  $q_1$  nicht mehr sehr verschieden sind, sollen die Maxwell'schen Gleichungen gelten und demgemäß das Feld „Zylinderkoordinatensystem“ betrachtet, einfach das Coulombsche sein. — Zweitens: „die fernere Umgebung“ des Elektrons, die von  $q_1$  bis zu einer Entfernung  $q_2$  reicht, die groß gegen  $a$  ist. Doch soll, wenn  $q$  die Geschwindigkeit des Elektrons,  $q$  auf die Lichtgeschwindigkeit als Einheit, bezeichnet,  $q \cdot q_2/a$  noch klein sein. In diesem Gebiet gelten die Maxwell'schen Gleichungen, nur übertragen auf die Minkowskische Geometrie, die hier herrscht. Die Abweichungen der Komponenten des Schwerepotentials von ihren Werten in der Minkowskischen Welt werden zu Gliedern von der Ordnung  $q^2$  bzw.  $q^2 \cdot q^2/a^2$  berechnet. — Im dritten Gebiet, „unendlich fernen Raum“, gelten wieder die Minkowskische Geometrie und die Maxwell'schen Gleichungen in der gewöhnlichen Form. — Die aus den drei Gebieten stetig aneinander anschließenden Einzellösungen für die drei genannten Gebiete zusammengesetzte Gesamtlösung zeigt die Eigentümlichkeit, daß das Elektron eine Energie ausstrahlt. Denn in der „nächsten Umgebung“ des Elektrons ist die Lösung, wie gesagt, im „Kugel-Zylinderkoordinatensystem“ identisch mit der Lösung der gewöhnlichen Elektrostatik. Trotzdem zeigen die Feldgrößen im unendlich fernen Gebiet Glieder von der Ordnung  $1/q$ . Diese stellen eine stehende Schwingung dar, die aus einer von dem Elektron fortileitenden und einer zu ihm hineinleitenden Kugelwelle derselben Intensität zusammensetzt. — Die konvergierende Welle sieht der Verf. nicht wirklich, und nur durch unvorsichtige Anwendung des „Prinzips von der Äquivalenz der Aktivität des Gravitationspotentials“ vorgetäuscht an. Man erhält den gewöhnlichen Ausdruck für ein zwangsläufig auf einer Kreisbahn bewegtes Elektron berechneten Betrages der Ausstrahlung, wenn man im nicht-Minkowskischen Kontinuum von einem Elektron ausgeht, das von einem seiner Bewegung gleichgerichteten elektrischen Dreipolfeld durchpassend dauernd gebremst wird. — Trotzdem hält der Verf. es nicht für ausgeschlossen, „eine etwas modifizierte Maxwell'sche Theorie mit der Theorie der strahlungsfreien Elektronenbahnen im Einklang zu finden“, da die starken elektrischen

er im Bohrschen Atommodell die Eigenschaften des Äthers nach bisher noch bekannten Gesetzen so verändern könnten, daß (durch Influenz) bei den bevorzogenen Bahnen ein Feld erzeugt würde, welches das bremsende Feld gerade aufhebt.  
E. KRETSCHMANN.

Eddington. Can gravitation be explained? *Scientia* **33**, 313—324, 1923, Nr. 10. Die bereits in der Arbeit des Verf. (*Phil. Mag.* (6) **42**, 800—806, 1921, Nr. 251; *Ber.* **3**, 155, 1922) enthaltene „Erklärung“ der Einsteinschen kosmologischen Gleichungen wird ausführlich dargestellt und hinzugesetzt: das in diesen Gleichungen  $\lambda g_{\mu\nu}$  enthaltene „Mysterium der Isotropie und Homogenität“ erkläre sich darin, daß der als Maß des Weltkrümmungsradius dienende materielle Maßstab keine feste Größe besitze, sondern „eine bestimmte Ausdehnung nur gewinnen könne, da er sich in einem konstanten Verhältnis den charakteristischen Längen der gemessenen Gegenstände anpasse“.  
E. KRETSCHMANN.

Chazy. Sur la correction apportée par la théorie de la Relativité à la durée de révolution newtonienne des planètes. *C. R.* **176**, 666—668, 1923, Nr. 10. [S. 1167.]

Poincaré. L'observation des planètes peut-elle fournir des arguments pour ou contre la relativité. *C. R.* **176**, 888—889, 1923, Nr. 13. [S. 1167.]

Shain. Die Anwendung der Relativitätstheorie auf die spektroskopischen Doppelsterne und die veränderlichen Sterne. *Astron. Nachr.* **217**, 515—519, 1922, Nr. 5191/92. Die Erörterung ergibt, daß die Frage „gegenwärtig noch unentschieden“ steht. „Es ist notwendig, eine möglichst große Zahl ähnlicher Systeme mit ihrer Periode zu erforschen. Berücksichtigt man die Masse des Systems und ergibt sich, daß die Reihe der periodischen Glieder nach Amplitude und Periode dem theoretischen Wert, der aus der Relativitätstheorie folgt, entspricht oder nicht entspricht, erhält man damit eine positive oder negative Lösung des Problems.“  
E. KRETSCHMANN.

Lebedewsky. Les systèmes binaires stellaires considérés comme matériel expérimental pour la résolution de la question relative à la constance de la vitesse de propagation de lumière. *Astron. Nachr.* **218**, 201—205, 1923, Nr. 5221. [S. 1197.]

Anderson. Eine neue Erklärung des kontinuierlichen Koronaspektrums. *Astron. Nachr.* **218**, 251—254, 1923, Nr. 5224. [S. 1197.]

Einstein. Bemerkung zu der Notiz von W. Anderson: „Eine neue Erklärung des kontinuierlichen Koronaspektrums“. *Astron. Nachr.* **219**, 19, 1923, Nr. 2. [S. 1197.]

Langevin. Démonstration de la loi de l'entraînement de l'éther de mouvement, sans appel à la relativité du temps et de l'espace. *C. R.* **175**, 613—615, 1923, Nr. 16. [S. 1184.]  
E. KRETSCHMANN.

Chant. Einstein displacement on the plates taken by the Canadian expedition at the Australian eclipse. *Science* (N. S.) **57**, 469, 1923, Nr. 1477. Bei der totalen Sonnenfinsternis September 1922 wurden von der Kanadischen Expedition auf zwei Platten über 30 Sterne gefunden, 23 vermessen, aber dabei 8 verworfen. Die

gefundenen und nach der Einsteinschen Theorie errechneten Verschiebungen übrigen 15 von der Sonne fort sind in Bogensekunden:

Gemessen:  $+0,30, +0,44, +0,28, +0,25, +0,66, +0,22, -0,31, +0,12,$   
 $-0,11, +0,23, +0,08, +0,06, +0,53, +0,77, -0,05.$

Berechnet:  $+0,48, +0,41, +0,40, +0,30, +0,28, +0,27, +0,24, +0,24,$   
 $+0,24, +0,22, +0,22, +0,21, +0,21, +0,21, +0,18.$

E. KRETSCH

**P. A. Schultz.** Über die Größe des Dopplereffekts. ZS. f. Phys. 15, 121-1923, Nr. 2/3. Nach der Relativitätstheorie verschwindet im Gegensatz zur klassischen Kinematik der Dopplereffekt für einen Winkel von  $90^\circ$  zwischen Blickrichtung Bewegungsrichtung nicht genau ( $\nu = \nu' \sqrt{1-\beta^2}$  für  $90^\circ$ ), sondern erst für etwas abweichenden Winkel. Bei Kanalstrahlen von der Geschwindigkeit  $2 \cdot 10^8$  c ist dieser Winkel  $\vartheta_0 = 89^\circ 48' 33,14''$ . Die hieraus folgende Ungleichheit der Verschiebungen einer unter den Winkeln  $\vartheta$  und  $180^\circ - \vartheta$  beobachteten Linie von Ruhelage wird für  $\vartheta = \vartheta_0$  am größten, nämlich gleich  $\Delta\lambda/\lambda' = 0,000\,0477$  und nach dem Verf. gegebenenfalls bei geeigneter Versuchsanordnung beobachtbar. Für die Ritzsche Theorie (Mitführung der Lichtwelle und Galileitransformation) ergibt sich zwar auch ein transversaler Dopplereffekt, aber es wird  $\vartheta_0 = 89^\circ 48' 33,14''$  und  $\Delta\lambda/\lambda' = -0,000\,056$ .

E. KRETSCH

**George Jaffé.** Bemerkungen über die relativistischen Keplerellipsen. d. Phys. (4) 67, 212-226, 1922, Nr. 3. Die Untersuchung geht von der Frage aus, ob die Sommerfeldsche Behandlung der Elektronenbewegungen im Atom auf Grund der „speziellen Relativitätstheorie“ eine ausreichende Annäherung an die Forderungen der „allgemeinen Relativitätstheorie“ darstellt. Wenn diese Frage, wie nach einer Bemerkung von v. Laue zu erwarten war, bejaht werden muß, ergibt sich die weitere Frage, warum dann die Sommerfeldsche Rechnung — auf das Planetenproblem angewandt — für die Perihelbewegung des Merkur einen sechsmal zu kleinen Wert liefert. — Es wird die Bewegung eines „kleinen Körpers“ von der Masse  $m$  und der Ladung  $-e$  im Felde eines kugelsymmetrischen „großen Körpers“ von der Masse  $M$  und der Ladung  $E$  untersucht. Wenn  $e$  hinreichend klein gegen  $E$  und  $m$  hinreichend klein gegen  $M$  ist, läßt sich das Problem auf Grund der allgemeinen Relativitätstheorie in völlig analoger Weise behandeln wie die Planetenbewegung und führt auch im allgemeinsten Falle auf elliptische Funktionen. Sonderfälle werden völlig durchgerechnet, von denen der erste die Antwort auf die oben erwähnten Fragen enthält. 1. Sind die Glieder  $g_{\nu\nu}$ , welche die Abweichungen von der euklidischen Metrik bestimmen, klein gegen  $(v/c)^2$ , wo  $v$  die Geschwindigkeit des kleinen Körpers und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit bedeutet, ist ferner die elektrostatische Anziehung groß gegen die Gravitationswirkungen, so gelangt man zu dem Ergebnis, das Sommerfeld benutzten, aus der speziellen Relativitätstheorie abgeleiteten Gleichungen. Eine eingehende numerische Diskussion zeigt, daß die genannten beiden Voraussetzungen für die Bewegungen der Elektronen im Atom mit außerordentlicher Genauigkeit erfüllt sind. Bei der Anwendung auf das Planetenproblem zeigt sich, daß die  $g_{\nu\nu}$  zwar auch kleine Zahlen sind, aber nicht klein gegen  $(v/c)^2$ , so daß die Sommerfeldsche Rechnung in diesem Falle keine brauchbare Näherung liefert. — 2. Es wird der Fall behandelt, daß die Bahnen nahezu kreisförmig sind; es zeigt sich, daß die Bahnform dann immer eine Ellipse mit Perihelbewegung ist. Letztere setzt sich aus drei Summanden zusammen, die von der Massengravitation (Einsteinsche Formel), der Anziehung der Ladungen (Sommerfeldsche Formel) und der C



Einwirkung der Zentralladung herrühren. — 3. Endlich werden noch die Bahnkurven untersucht, die an Stelle der klassischen Ellipsen treten, wenn die Körper geladen sind und die Abweichungen von der klassischen Theorie als klein vorausgesetzt werden. Es zeigt sich, daß außer der Einsteinschen Perihelbewegung eine Veränderung auftritt, die sich als Welle mit vier Knoten über die Ellipse lagert und die nur bei kleiner Exzentrizität verschwindet. JAFFÉ.

Prelius. Kvantabestämnda perioder i vissa metallegenskapers temperaturfunktioner. Fysisk Tidskrift 20, 133, 1922, Nr. 4. Zusammenfassendes Referat über eigene Veröffentlichungen des Verf. an anderer Stelle. J. OLSEN.

Happach. Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate in ihrer Anwendung auf Physik, Maschinenbau, Elektrotechnik und Geodäsie. IV u. 74 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1923 (Hellers technische Leitfäden, Bd. 18). [S. 1150.] SCHEEL.

Darwin and R. H. Fowler. Fluctuations in an Assembly in Statistical Equilibrium. Proc. Cambr. Phil. Soc. 21, 391—404, 1923, Nr. 4. Hat man eine variable Größe  $P$ , deren Mittelwert  $\bar{P}$  sei, so betrachten die Autoren allgemeine Schwankungen der Form  $(P - \bar{P})^n$ . Zunächst wird eine Gesamtheit von zwei Typen  $A$  und  $B$  ungequantelten Systemen in bezug auf die Schwankungen ihrer Energieverteilung betrachtet. Indem man den Mittelwert der Energie des einen Typus  $\bar{E}_A$  ausdrückt und die in einer früheren Arbeit eingeführten Kurvenintegrale über die Zustandsfunktion, gelingt es, nach komplizierten Rechnungen eine Reduktionsformel zu finden. lautet

$$(\overline{E_A - \bar{E}_A})^{2v} = (2v - 1) \dots 3 \cdot 1 \left[ (\overline{E_A - \bar{E}_A})^2 \right]^v.$$

Wenn dieser Annäherung betrachtet sind die Schwankungen ungerader Ordnung sämtlich Null. Sie sind alle um  $\sqrt{N}$  kleiner als die entsprechenden Schwankungen von gerader Ordnung. — Sind die  $N$  Systeme vom Typus  $A$  in einem Bad von  $M$  Systemen vom Typus  $B$ , wobei  $M \gg N$ , so bekommt man die Gibbsschen Formeln

$$(\overline{E_A - \bar{E}_A})^{2v} = (2v - 1) \dots 3 \cdot 1 \cdot \vartheta \frac{d \bar{E}_A}{d \vartheta},$$

wo  $\vartheta = e^{-\frac{1}{kT}}$ . Dann werden ähnliche, aber noch kompliziertere Rechnungen für Systeme von einem Typus, die in einer bestimmten Zelle des Phasenraums liegen, durchgeführt. Hier wird  $(a_v - \bar{a}_v)^n$  eingeführt als der Koeffizient eines bestimmten Gliedes einer multinominalen Verteilung. Darauf wird wieder ein Kurvenintegral eingeführt und man erhält für diese Schwankungen die Reduktionsformel  $(\overline{a_v - \bar{a}_v})^{2v} = (2v - 1) \dots 3 \cdot 1 \left\{ (\overline{a_v - \bar{a}_v})^2 \right\}^v$  und eine entsprechende Formel für die Schwankungen ungerader Ordnung. Im nächsten Abschnitt werden die Schwankungen zweiter Ordnung in der Reaktion der Gesamtheit auf äußere Körper, z. B. die Wärme des Gefäßes untersucht. Die Schwankung ergibt den von Gibbs dafür gegebenen Ausdruck, der Mittelwert die Zustandsgleichung. Zuletzt werden die Konzentrationsschwankungen in einer Gesamtheit betrachtet, in der Dissoziation von Atomen und Molekülen stattfindet. Auch hier wird die Durchschnittszahl der Moleküle durch ein Kurvenintegral ausgedrückt, unter dem die Zustandssumme auftritt. Hieraus folgt wieder eine Reduktion der Schwankungen 2-ter Ordnung auf solche zweiter Ordnung. GUMBEL.

Fokker. Realisme, formalisme en twee trappig natuurkundig onderzoek. Physica 2, 108—114, 1922, Nr. 4. SCHEEL.

**Kurt Lewin.** Der Begriff der Genese in Physik, Biologie und Entwicklungsgeschichte. Eine Untersuchung zur vergleichenden Wissenschaftslehre. Mit 45 Fig. im Text, XIII und 240 S. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1923. Die Wissenschaftslehre will eine Lehre von dem Aufbau und den Methoden der Wissenschaften sein. Dabei stellt sich heraus, daß die verschiedenen Wissenschaften durch die Angabe ihres Gegenstandes allein noch nicht definiert werden können, hier zu viele Überdeckungen vorkommen. Der Autor betrachtet nun zwei Wissenschaften im Sinn seiner Definition, die Biologie und die Physik, daraufhin, wo ihnen der Begriff der Entwicklung vorkommt. Zu diesem Zweck führt er den Begriff der Genidentität ein. Gen heißt Erbanlage. Diese Reihe besteht z. B. aus einem eben geborenen Lebewesen aus dem, was aus ihm später wird. Dazu rechnen natürlich auch alle Abfallprodukte. Während die Physik nur eine solche Reihe kennt, kommen in der Biologie zwei solche Reihen vor, nämlich außer dem bisher behandelten noch die Avalreihe. Beispiele hierfür sind Stammbaum und Ahnenreihe. Diese sind im Gegensatz zu den physikalischen Reihen unsterblich. Denn zwischen Generationen gibt es keine Zwischengeneration. Großes Gewicht wird auf den Unterschied zwischen Ahnentafel und Stammbaum gelegt. Der Autor konstruiert eine neue gemeinsame Darstellungsweise für beide, bei der an Stelle des Generationsbegriffs der Zeitbegriff zum ordnenden Prinzip wird. Personen werden dabei nicht durch Punkte, sondern durch Striche entsprechend der Lebensdauer dargestellt. Heiraten werden durch horizontale Striche angedeutet. — Für die Genidentität wird eine Art Kalkül aufgestellt, der formale Ähnlichkeit mit manchen metrischen Sätzen aufweist. So ist die vollkommene Verwandtschaft eine metrisch transitive Relation. Der Grundbegriff des eindeutigen Auseinandergehens in der Physik ist die geordnete, kontinuierliche, beiderseits unbegrenzte, restlos genidentische Schnitte. Sie hat vier Eigenschaften: 1. Den kontinuierlichen Übergang zwischen den betreffenden Gebilden. 2. Unabhängigkeit von der Richtung. 3. Unabhängigkeit der Beziehung von dem Abstand der Schnitte in der Reihe. 4. Es gibt kein mit einem von zwei restlos genidentischen Schnitten fremdes Gebilde, das mit dem anderen Schnitt genidentisch wäre. — Der Grundbegriff des eindeutigen Auseinanderhervorgehens in der Biologie ist die vollständig geordnete, überall undichte, einseitig unendliche Avalreihe (Avus der Ahne). Grundbestimmungen sind: 1. Die Schnittfolge ist überall undicht. 2. Die Beziehung von der Reihenfolge und dem Abstand der Schnitte in der Reihe unabhängig. 3. Jedes Glied des generationsälteren Schnittes und nur dieses ist avalgenidentisch mit einem Glied des jüngeren Schnittes. 4. Kein Schnitt kann mit einem Teil eines ihm vollständig avalgenidentischen Schnittes selbst vollständig avalgenidentisch sein. G.

### 3. Mechanik.

**George Green.** Extended Application of the Principle of Stationary Phase in Wave-Motion Problems. Phil. Mag. (6) 45, 1156—1167, 1923, Nr. 10. In einem dispersiven Medium habe zur Zeit  $t = 0$  im Koordinatenanfang ein Inhomogenität stattgefunden, welcher in einem Punkt  $x$  zur Zeit  $t$  eine Verschiebung

$$\xi = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk \cos [k(x - Vt)]$$

gebracht hat. Hierin ist, wenn  $\lambda$  die Wellenlänge bezeichnet,  $k = 2\pi/\lambda$  und  $f(k)$  die Wellengeschwindigkeit.  $k(x - Vt) = \varphi$  ist Phase im Punkte  $x$  zur Zeit  $t$ . Nach dem Prinzip der stationären Phase sind die Wellenzüge, welche die Verschiebung  $\xi$  hervorrufen, diejenigen, welche den Werten von  $k$  in der unmittelbaren Nachbarschaft eines bestimmten Wertes  $k_0$  entsprechen.  $k_0$  ist dadurch bestimmt, daß für diesen Wert  $\frac{d\varphi}{dk} = x - \frac{d(kV)}{dk}t = 0$  wird. Wegen der Kleinheit der betrachten Differenzen  $k - k_0$  ist  $\varphi$  entwickelbar in die Reihe

$$\varphi = k_0[x - f(k_0)t] + (k - k_0) \frac{d\varphi}{dk_0} + \frac{(k - k_0)^2}{2!} \frac{d^2\varphi}{dk_0^2} + \frac{(k - k_0)^3}{3!} \frac{d^3\varphi}{dk_0^3} + \dots$$

$\frac{d\varphi}{dk_0} = 0$ , so erhält man, wenn  $k - k_0 = \sigma$  gesetzt wird,

$$\varphi = a_0 + \frac{b_0}{2!} \sigma^2 + \frac{c_0}{3!} \sigma^3 + \dots$$

Kelvin behandelte den Fall, in welchem  $\frac{d^2\varphi}{dk^2}$  sehr groß ist, gegenüber jedem

Werte  $\frac{d^n\varphi}{dk^n}$  ( $n = 3, 4, 5, \dots$ ), so daß  $\varphi = a_0 + \frac{b_0}{2} \sigma^2$  gesetzt werden konnte. Er

erhält  $\xi = \frac{1}{(\pm 2\pi b_0)^{1/2}} \cos\left(a_0 \pm \frac{\pi}{4}\right)$ , worin die oberen oder unteren Vorzeichen zu nehmen, je nachdem  $b_0$  positiv oder negativ ist. — Wenn zwei Werte von  $k$  ( $k_1$  und  $k_2$ )

gefunden sind, für welche die Phase stationär ist, also  $\frac{d\varphi}{dk} = 0$  wird für  $k = k_1$

und  $k = k_2$ , so müssen auch die Glieder mit  $\frac{d^3\varphi}{dk_1^3}$  und  $\frac{d^3\varphi}{dk_2^3}$  in Rechnung gebracht werden. Der Verf. zeigt, wie in diesem Falle und auch in allgemeineren Fällen die Rechnung von  $\xi$  ausgeführt wird. LÜBECK.

Anderson. Über ein Paradoxon, zu welchem die Theorie einer unendlichen Energie führt. Astron. Nachr. 218, 206—208, 1923, Nr. 5221. Eine Reihe von Berichtenden durchaus nicht einleuchtende, wenigstens kurze Rechnung, in der es behauptet wird, daß eine unendlich weit zerstreute Masse beim Zusammenstürzen unter dem Einfluß der Schwerkraft entwickelt, nach dem Satze, daß sowohl die trägere als die schwere Masse eines Körpers seinem Energieinhalt proportional sind, eine Grenze für die Gesamtmenge eines beliebigen Stoffes in der Welt erschlossen werden kann. Z. B.  $m < 7.3636 \cdot 10^4$  für Eisen. E. KRETSCHMANN.

Einstein. Notiz zu der Arbeit von A. Friedmann: „Über die Krümmung des Raumes“. ZS. f. Phys. 16, 228, 1923, Nr. 3. [S. 1153.]

Einstein. Zur allgemeinen Relativitätstheorie. Berl. Ber. 1923, S. 32—38, 1923/7. [S. 1153.]

Einstein. Bemerkung zu meiner Arbeit: „Zur allgemeinen Relativitätstheorie“. Berl. Ber. 1923, S. 76—77, Nr. 12/14. [S. 1153.]

Comptes rendus des Conférences de M. Einstein au Collège de France. Rev. Physique 1, 236—245, 1922, Nr. 5. [S. 1156.]

Jeffery. The Identical Relations in Einstein's Theory. Phil. Mag. (6) 40—603, 1922, März, Nr. 255. [S. 1156.] E. KRETSCHMANN.



- Elis Strömgren.** Zur Prüfung der allgemeinen Relativitätstheorie an Beobachtung. *Naturwissensch.* **11**, 316, 1923, Nr. 17. [S. 1157.]
- F. Croze.** Remarques sur les observations relatives au déplacement le rouge des raies de Fraunhofer. *Journ. de phys. et le Radium* (6) **4**, —193 S, 1923, Nr. 3. [S. 1157.]
- G. Darmais.** Remarques sur la relativité généralisée. *Journ. de phys. Radium* (6) **4**, 196 S—197 S, 1923, Nr. 3. [S. 1157.]
- Kornel Lanczos.** Zum Rotationsproblem der allgemeinen Relativitätstheorie. *ZS. f. Phys.* **14**, 204—219, 1923, Nr. 3/4. [S. 1157.]
- Ernst Reichenbächer.** Bemerkung zu der Arbeit von Kornel Lanczos: „Rotationsproblem der allgemeinen Relativitätstheorie“. *ZS. f. Phys.* **273—275**, 1923, Nr. 4/5. [S. 1158.]
- Erwin Finlay Freundlich.** Über die Träge- und Schweremasse der Materie und Energie. *Natuurk. Tijdschr. Ned.-Ind.* **82**, 271—273, 1922, Nr. 3. [S. 1158.]
- Erwin Finlay Freundlich.** Über die Grundhypothese der Relativitätstheorie. *Natuurk. Tijdschr. Ned.-Ind.* **82**, 274—275, 1922, Nr. 3. [S. 1158.]
- A. Kopff.** Raum und Zeit in der Relativitätstheorie. *Natuurk. Tijdschr. Ned.-Ind.* **82**, 276—278, 1922, Nr. 3. [S. 1158.] E. KRETSCHMANN
- Ernst Reichenbächer.** Träge, schwere und felderzeugende Masse. *ZS. f. Phys.* **15**, 276—279, 1923, Nr. 4/5. Der Verf. erörtert die Frage, ob sich (durch Strahlung oder Einstrahlung) mit der trägen und schweren Masse auch die „felderzeugende Masse“ ändere. Eine Entscheidung der Frage durch Beobachtung ist, wenn auch unwahrscheinlich, doch denkbar dadurch, daß der Überschuß des Wasserstoffatomgewichts über den ganzzahligen Wert 1 vermutlich von nicht felderzeugender Masse herrührt. Ein viel Wasserstoff enthaltender Weltkörper müßte demnach im Verhältnis zu seiner trägen und schweren Masse geringere Anziehungskraft ausüben als ein Weltkörper mit weniger Wasserstoff. — Es folgen Betrachtungen über die Möglichkeit des Vergehens und Neuentstehens von Massen durch Strahlung. E. KRETSCHMANN
- J. T. Combridge.** The Gravitational Field of a Particle on Einstein's Theory. *Phil. Mag.* (6) **45**, 726—732, 1923, Nr. 268, April. [S. 1158.]
- J. Haag.** Sur le problème des  $n$  corps en relativité. *C. R.* **176**, 822—823, 1923, Nr. 12. [S. 1158.]
- H. C. Levinson.** Sur le champ gravitationnel de  $n$  corps dans la théorie de la relativité. *C. R.* **176**, 981—983, 1923, Nr. 15. [S. 1159.]
- M. v. Laue.** Die Lösungen der Feldgleichungen der Schwere von Schwarzschild, Einstein und Trefftz und ihre Vereinigung. *Berl. Ber.* 1923, S. 31—31, Nr. 4/7. [S. 1159.]
- G. Schain.** Die Anwendung der Relativitätstheorie auf die spektroskopischen Doppelsterne und die veränderlichen Sterne. *Astron. Nachr.* **217**, 115—119, 1922, Nr. 5191/92. [S. 1161.] E. KRETSCHMANN
- Ernest Pasquier.** Sur une expression simple de l'accélération de Mercure dans le cas du problème des deux corps, avec prise en considération du mouvement du périhélie de la planète. *C. R.* **176**, 498—500, 1923, Nr. 8.

berechnet die Beschleunigung eines Körpers, der sich nach dem Newtonschen um eine Masse  $M$  bewegt, während sich dieser Bewegung zugleich eine Umlaufbewegung der Bahn in ihrer Ebene mit der Geschwindigkeit  $\frac{d\omega}{dt}$  um  $M$  überlagert, zu

$$J = \frac{f \cdot M}{r^2} + 2 \frac{d\omega}{dt} \sqrt{fM \left( \frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right)}$$

Gravitationskonstante,  $a$  = große Halbachse der Bahn). Er addiert also zur Newtonschen Beschleunigung einfach die Coriolisbeschleunigung, obwohl er richtig ist, daß diese senkrecht zur Geschwindigkeit ist. E. KRETSCHMANN.

Chazy. Sur la correction apportée par la théorie de la Relativité à la durée de révolution newtonienne des planètes. C. R. 176, 666—668, Nr. 10. Der Verf. berechnet für seine vier in C. R. 176, 285, 1923, Nr. 5; diese Ber. S. 712 aufgestellten Ausdrücke der Schwerkraft die Änderungen der Umlaufzeiten der vier inneren Planeten gegenüber den aus dem Newtonschen Gesetz berechneten Umlaufzeiten. Er findet Zeiten von der Größenordnung 1 sec. Die entstehenden aus der Relativitätstheorie folgenden Zeitabweichungen gibt der Verf. als sehr gering an. „Es scheint, daß die Untersuchung der Umlaufzeiten der Planeten bald einen Beweis für oder gegen die Relativitätstheorie wird liefern.“ E. KRETSCHMANN.

Puissant. L'observation des planètes peut-elle fournir des arguments nouveaux contre la relativité. C. R. 176, 888—889, 1923, Nr. 13. J. Chazy hatte in C. R. 176, 285—286, 1923, Nr. 5; diese Ber. S. 712 angegebenen), die innerhalb der klassischen Mechanik zu denselben Perihelverschiebungen führen wie die Einsteinsche Theorie, und die Frage aufgeworfen, ob gewisse Abweichungen vom dritten Newtonschen Gesetz, die aus ihnen im Gegensatz zur Relativitätstheorie folgen, durch Beobachtungen festgestellt werden könnten. Der Verf. rechnet aus, daß die genannten Abweichungen der Umlaufzeiten, um Größen der Ordnung 1 sec, zu klein sind, um bemerkt zu werden. S. 712. E. KRETSCHMANN.

Shant. Einstein displacement on the plates taken by the canadian expedition at the australian eclipse. Science (N. S.) 57, 469, 1923, Nr. 1477. [S. 1161.] E. KRETSCHMANN.

Leans. Gravitation and Light-pressure in Nebulae. Nature 111, 806, Nr. 2798. Bemerkungen über die Möglichkeit des Gleichgewichts zwischen Lichtdruck und Schwerkraft zu einer „Theorie der Spiralnebel“ von Lindemann, die Ref. unbekannt ist. E. KRETSCHMANN.

Lodge. Gravitation and Light-Pressure in Spiral Nebulae. Nature 111, 702, 1923, Nr. 2795. [S. 1197.] E. KRETSCHMANN.

Brush. Discussion of a kinetic theory of gravitation, II, and new experiments in gravitation (Second paper). Proc. Amer. Phil. Soc. 66—183, 1922, Nr. 3. Diese Mitteilung des Verf. erscheint als Fortsetzung seiner früheren Veröffentlichungen (s. diese Ber. 3, 745, 1026, 1922) über den gleichen Grund. Sie behandelt vor allem den experimentellen Teil seiner Arbeiten; auf Theorie wird nicht eingegangen. Die Versuche, welche zur Feststellung der vom „Link-Wismut-Effekt“ genannten Erscheinung führten, werden in allen Einzelheiten beschrieben. Auch werden die möglichen Fehlerquellen erwähnt und gezeigt,

wie sie bei den Versuchen vermieden wurden. (Es wäre wünschenswert, die Versuche mit Rücksicht auf die Wichtigkeit ihrer Ergebnisse von anderer Seite wiederholt würden. Anm. d. Ref.)

**H. S. Uhler.** Period of the bifilar pendulum for large amplitudes. Opt. Soc. Amer. 7, 263—274, 1923, Nr. 3. Im Anschluß an die Arbeit von Heun „Die Schwingungsdauer des Gaußschen Bifilarpendels“ (Nachr. d. Kgl. Ges. Göttingen 1891) behandelt der Verf. den gleichen Gegenstand. Er gelangt nämlich hyperelliptischen Integral. Heun suchte nach den Methoden von Legendre die Gleichung zu lösen und gelangt so zu elliptischen Integralen. Im ersten Teil der vorliegenden Abhandlung entwickelt der Verf. die Beweise für die Gleichungen für das ungedämpft schwingende Bifilarpendel, welche denjenigen Heuns Arbeit analog sind; im zweiten Teil wird abweichend von Heun das Integral in Reihen entwickelt, und im dritten werden die Konvergenzbedingungen für diese Reihen dargestellt.

**H. Shaw and E. Lancaster-Jones.** The Eötvös Torsion Balance. Proc. Soc. London 35, 151—166, 1923, Nr. 3. Der Aufsatz bietet nichts Neues. Er enthält eine ausführliche Beschreibung der Eötvösschen Drehwaage nebst guter Literaturliste. (Es ist erstaunlich, aus dem Vortrag und der anschließenden Diskussion zu entnehmen, daß diese Arbeiten bis jetzt in England kaum bekannt waren. d. Ref.)

**Ottorino Sesini.** Sul calcolo approssimato dell'influenza dello sfortaggio sulla deformazione dei prismi inflessi. Atti di Torino 58, 305—312, 1923, Nr. 9. Wenn ein wagerechtes Prisma an der einen Endfläche befestigt ist, der anderen durch eine senkrechte Kraft belastet ist, so erhält jeder Achsenpunkt eine Verschiebung, welche teils durch die Biegung, teils durch die Querschnittsverformung hervorgerufen ist. Näherungsweise wird in der technischen Mechanik der durch die Querschnittskraft bewirkte Teil berechnet, indem die Arbeit der äußeren Kräfte mit der Deformationsarbeit gleichgesetzt wird. Der Vergleich mit den Werten, welche die mathematische Elastizitätstheorie in geeigneten Fällen für den Anteil der Querschnittskraft liefert, ergibt einen beträchtlichen Unterschied zwischen den beiden auf verschiedene Weise gefundenen Werten. Der Verf. zeigt, daß der Grund für den Unterschied die Verschiedenheit der über die Befestigung in beiden Fällen gemachten Voraussetzungen ist. Bei den drei Annahmen: 1. die Deformationsarbeit hat den theoretischen Wert, 2. die an der befestigten Endfläche geleistete Arbeit ist gleich der an der freien Endfläche geleisteten, 3. alle Punkte der freien Endfläche haben dieselbe Senkung, wird die Abweichung zwischen den aus der technischen Mechanik und der mathematischen Elastizitätstheorie gefundenen Werten erheblich geringer.

**W. Merten.** Über die Ableitung der Differentialgleichung der schwingenden elastischen Membran. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 3, 63, 1923, Nr. 1. Die bekannte Differentialgleichung der elastischen Membran wird durch eine anschauliche Betrachtung hergeleitet, analog derjenigen, die man bei der Aufstellung der Gleichung der schwingenden Saite zu benutzen pflegt.

**F. Skrobanek.** Gleichgewichtsform eines elastisch dehnbaren Faden (elastische Kettenlinie). ZS. f. Math. u. Mech. 2, 472—474, 1923, Nr. 6. Es wird die Gleichgewichtsbedingungen für ein Seil aufgestellt, das unter Einwirkung einer schweren Last steht und elastische Dehnung nach linearem Gesetz erfährt.

**Galerkin.** Berechnung der frei gelagerten elliptischen Platte auf Biegung. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 3, 113—117, 1923, Nr. 2. Durch Verwendung der elliptischen Koordinaten gewinnt der Verf. unter Zuhilfenahme eines geschickten Lösungsverfahrens zahlenmäßige Ergebnisse über die Beanspruchung einer an ihrem freien Ende gelagerten elliptischen Platte unter Wirkung gleichmäßig verteilter Biegung normal zur Plattenfläche. Es werden angegeben: die Durchbiegung des Mittelpunktes, die Größe der Spannungsmomente im Mittelpunkt der Platte und die Schwerkräfte in den Scheiteln für alle Werte des Achsenverhältnisses. Mises.

**Schuler.** Der Kreiselkompaß unter Einfluß der Schiffsschwingungen. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 2, 233—250, 1922, Nr. 4. Ein Kreiselkompaß mit nur einem Kreisel zeigt auf einem schlingernden Schiff einen Schlingerfehler. Dieser entsteht durch die Einwirkung der periodischen Schwereschwankungen auf das Kompaßsystem, welches asymmetrisch ist. Denn ein Kreisel verhält sich bei einem Anstoß um seine Drehachse anders als bei einem Anstoß um eine Achse senkrecht zu seiner Drehachse. Es wird zuerst für den Anschütz-Kompaß mit einem Kreisel der Schlingerfehler berechnet. Es ergibt sich dabei, daß dieser am größten wird bei den kardinalen Kursen, während er auf den kardinalen Kursen verschwindet. Er ist proportional der Größe des Kompasses unabhängig. Es wird eine Fehlerfunktion aufgestellt, die das Verhältnis der Schlingerzahlen des Schiffes zu den Eigenschwingungszahlen des Kompaßsystems enthält. Man erkennt daraus, daß der Fehler verschwindet, wenn die Schwingungszeit des Kompaßsystems um die Kreiselachse sehr stark vergrößert wird. Um dies zu erreichen, werden drei Kreisel so angeordnet, daß ihre Drehachsen in der Horizontalebene um  $120^\circ$  gegeneinander geneigt sind. Dadurch wird das Kompaßsystem in jeder Ebene durch Kreiselkräfte stabilisiert. Der Fehler derartiger Kompasses wird ebenfalls berechnet und an einer Kurventafel die Abhängigkeit der neuen Anordnung gegenüber dem alten Einkreiselkompass gezeigt. Am Schluß sind noch Versuchsergebnisse aus dem Laboratorium von Anschütz u. Co. angegeben, welche die Richtigkeit der Rechnung bestätigen. M. SCHULER.

**Dr. D. Williamson.** Strains due to temperature gradients, with special reference to optical glass. Journ. Washington Acad. 9, 209—217, 1919, Nr. 8. Aus allgemeinen Gleichungen für die elastischen Spannungen abgeleitet worden, welche durch Temperaturdifferenzen in Kugeln, Zylindern und Platten erzeugt werden, welche für die Verteilung der Temperatur Symmetrie zum Mittelpunkt, zur Achse oder zur Mittelebene vorausgesetzt ist. — Die Anwendung dieser Gleichungen auf den gleichmäßigen Erhitzung der Oberfläche ergibt Formeln, in denen neben dem Ausdehnungskoeffizienten und den elastischen Konstanten die Erhitzungsgeschwindigkeit und die Wärmeleitfähigkeit enthalten ist. Der Spannungsausgleich ist nicht berücksichtigt. H. R. SCHULZ.

**Joachim Schultze.** Bodentragfähigkeit. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 3, 19—34, 1923, Nr. 1. Im Aufsatz „Bodentragfähigkeit“ von Joachim Schultze (Auszug aus der gleichnamigen Habilitationsschrift) werden die Grundlagen zur Erklärung und physikalischen Erfassung der Bodentragfähigkeit gegeben. Der Verf. geht vom ebenen Bodendruck aus und stellt den Satz auf, daß durch die von den Sohlenkanten eines Bodendruckbaues ausgehenden und in der lotrechten Achse unter der Sohle sich schneidenden Flächen ein aufrecht stehendes Zwillingsprisma aus der Erde herausgeschnitten wird, das sich beim Abwärtsgepreßtwerden des Grundbaues mit der Doppelschneide verschiebt; hierbei wird das von seinen Backen umfaßte Erdreich seitlich verdrängt. Brückenspezifische Berichte. 1923.



fortgepreßt, widerstehenden Erddruck erzeugend. — Wird die Höhe des Zwillingsprismas gesteigert, so wächst zwar der seitlich fortgeschobene Erdkörper und der widerstehende Erddruck, doch werden die Wandungen des Prismas steiler, die Kraft ungünstig beeinflussend. Von den vielen möglichen Zwillingsprismen ist offenbar dasjenige die wirkliche Tragfähigkeit, das den Kleinstwert der Tragkraft besitzt. — Es wird die Gleichung der Tragkraft abgeleitet, durch deren Differentiation ein Bild der Verteilung der Sohlenpressung gewonnen wird; auch wird gegeben, wie die Tiefenlage der Bausohle die Sohlenpressungsfläche beeinflusst. Es wird nachgewiesen, daß die das Zwillingsprisma darstellenden Gleitflächen gekrümmt sein müssen, zumal sie sich unter dem Winkel  $90^\circ - \rho$  schneiden, daß also die Theorie als Näherungstheorie anzusehen sei, wie etwa die Coulombsche Erddrucklehre. Es werden einige Sonderfälle behandelt: Sandschüttung über Fels, symmetrisch und unsymmetrisch geneigte Erdoberfläche, benachbarte Grundbauten; letztere spielen im Eisenbahnbau eine wichtige Rolle, da hier die Querschwellen einander günstig beeinflussen; an Hand einer zahlenmäßigen Rechnung wird nachgewiesen, daß auf die günstige Beeinflussung die Überlegenheit des Querschwellenoberbaues über den Sohlenoberbau zurückzuführen ist, für die bisher eine einleuchtende Erklärung fehlte. — Auch der dreidimensionale Spannungszustand wird behandelt, wodurch der Übergang zu der für die Praxis wichtigen Rechteckform der Sohle geschaffen wird. Den Schluß bildet der Vergleich mit der Wirklichkeit und mit den Erfahrungen aus der Praxis; letztere sowie die im einzelnen aufgeführten, aus der Literatur entnommenen wissenschaftlichen Versuche sind durchaus im Einklang mit der Schultze'schen Theorie. J. SCHULTZE.

**Umberto Cisotti.** Sull' influenza della viscosità nei moti piani irrotazionali dei liquidi naturali. — Moti in un canale, onde semplici smorzate. Rend. (5) 32 [1], 22—26, 85—88, 1923, Nr. 1 u. 2. Ansatz der Stokesschen Gleichungen der langsamen, ebenen Bewegung einer zähen Flüssigkeit in einem breiten Kanal unter alleiniger Wirkung der Schwere und bei Vorhandensein eines Geschwindigkeitspotentials  $\varphi$  und einer Stromfunktion  $\psi$  in bezug auf ein Achsensystem parallel und senkrecht zu den Stromlinien. Angabe der Randbedingungen an einer horizontal vollständig glatten Kanalsohle und einer zeitlichen Änderungen unterworfenen freien Oberfläche, welche zugleich Stromlinie sein muß. Diese letzte Bedingung lautet:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{1}{2} V^2 - 2\nu \frac{\partial^2 \varphi}{\partial s^2} + gy = f(t),$$

worin  $t$  die Zeit,  $V = u^2 + v^2$  die Geschwindigkeit,  $\nu$  den Zähigkeitskoeffizienten,  $s$  ein Linienelement der Oberfläche,  $g$  die Erdbeschleunigung und  $y$  die Ordinate im Ruhezustande um  $h$  über der horizontalen Sohle liegenden Oberfläche bedeutet. Es wird nun vorausgesetzt, daß der Druck überall senkrecht zur Stromlinie ist, so daß es eine harmonische Funktion  $\varphi$  bzw.  $\psi$  gibt, welche beide Randbedingungen gleicherweise erfüllt. — Unter Einführung der Größen:

$$\begin{aligned} z &= x + iy, \\ f(t; z) &= \varphi + i\psi, \\ w(t; z) &= \frac{\partial f}{\partial z} = u - iv \end{aligned}$$

wird mit Bezugnahme auf eine frühere Arbeit an gleicher Stelle (28 [1], 197, 1922) zunächst allgemein für nicht permanente Bewegung, sodann für den Sonderfall permanenter Bewegung die Gleichung abgeleitet:

$$\frac{dW^2}{df} - ig \left\{ \frac{1}{w(f+iy)} - \frac{1}{w(f-iy)} \right\} = \frac{4\nu g^2}{h} \cdot W \cdot \frac{d^3 W}{df^3} + 4\nu c \left( \frac{dW}{df} \right)^2,$$

$\sqrt{w(f+iq) \cdot w(f-iq)}$  ist.  $c$  ist die Wellengeschwindigkeit und  $w$  die Phasengeschwindigkeit. Für kleine Wellenerhebungen kann unter Vernachlässigung Gliedern höherer Ordnung in  $\varepsilon$  eine Lösung angegeben werden:

$$w = c(1 + e^{-\lambda t} \cdot \varepsilon); \quad \varepsilon = \gamma \cdot \cos \frac{2\pi f}{\mu}.$$

bedeutet, daß  $\lambda$  die Dämpfung darstellt;  $\gamma$  ist eine Konstante und für  $\mu$  besteht Zusammenhang:

$$c^3 = \frac{\mu g}{2\pi} \cdot \mathfrak{X}_g \frac{2\pi q}{\mu} \quad \text{und} \quad \lambda = \frac{8\pi^2 \cdot \gamma \cdot c^2}{\mu}.$$

die Wellenlänge, so erhält man als Gleichung der freien Oberfläche:

$$h = y + \frac{2\pi\gamma}{c^2 \cdot \omega} c^{-\lambda t} \cdot \cos \frac{2\pi x}{\omega} \cdot \sin \frac{2\pi h}{\omega},$$

$$c = \sqrt{\frac{\omega \cdot g}{2\pi} \cdot \mathfrak{X}_g \frac{2\pi h}{\omega}}; \quad \lambda = \frac{8\pi^2 \gamma}{\omega^2}.$$

ergibt sich daher, daß unter den gemachten Voraussetzungen die von Airy für die Phasengeschwindigkeit einer vollkommenen Flüssigkeit in einem sehr tiefen Kanal gefundene Beziehung, welche Levi-Civita in den Math. Ann. 85, 256—279, 1922 für endliche Tiefe anwendbar fand, gleichfalls für zähe Flüssigkeiten und endliche Tiefe bei kleinen Wellenerhebungen gilt, und daß die Dämpfung direkt proportional dem Zähigkeitskoeffizienten und umgekehrt proportional dem Quadrate der Wellenlänge ist.

EISNER.

sch. Über die Bewegung von Kugeln in ruhenden Flüssigkeiten. In dem Anhang über exakte Messungen mittels des Kinematographen. ZS. f. Math. u. Mech. 3, 93—107, 1923, Nr. 2. Der Verlauf der unter dem Einfluß einer nach Größe und Richtung konstanten Kraft aus der Ruhe heraus resultierenden Bewegung einer Kugel in einer Flüssigkeit ist zu verwickelt, um durch die Theorie im ganzen erfaßt werden zu können. Und eine den Geschwindigkeitskomponenten darstellende Funktion müßte unbequem viele Konstanten enthalten. Dagegen lassen sich vereinfachende Annahmen verschiedener Art Bewegungen, welche einzelne Stadien des Startvorganges wesentlich zutreffend beschreiben und so gestatten, die Theorie über ihn zu erweitern. — Das erste Stadium stimmt in einiger Entfernung von der Kugel mit der Potentialbewegung überein. Verglichen mit einer im Vakuum resultierenden Bewegung, ist die Masse der Kugel scheinbar um die halbe Masse der umgebenden Flüssigkeit vermehrt. Dieses bekannte Rechnungsergebnis wurde durch die Auswertung kinematographischer Aufnahmen des Startes von Kinderballonen bestätigt. Gelegentlich einer die Ballonform betreffenden Fehlerrechnung wurde auch die scheinbare Masse in Richtung ihrer Hauptachse bewegter Rotationsellipsoide explizite berücksichtigt. Während dieses ersten Bewegungsstadiums entsteht dicht an der Kugeloberfläche eine an Dicke wachsende Grenzschicht, aus welcher sich hinter der Kugel eine zunehmende Menge „toter Flüssigkeit“ ansammelt. Mit Ablösung der letzteren beginnt ein zweites Stadium: Das Totwasser wird zu einem langsam hinter der Kugel verbleibenden Wirbelring. Das Strömungsbild ist noch immer rotationssymmetrisch, wie es zeigen aus den Kinaufnahmen gewonnene Ballonmittelpunktsbahnen die schnelle Abnahme der Labilität dieser Symmetrie: Diese wird durch eine äußerst heftige seitliche Störung des Ballons zerstört, womit ein drittes Stadium beginnt, in welchem die Strömungsbahn noch eben, das Strömungsbild also spiegelbildlich symmetrisch ist.

Dieses Versuchsergebnis ist dadurch zu erklären, daß unmittelbar nach Einleitung Ausweichung eine der nachstehend beschriebenen wellenförmigen Bewegung vorherrscht, welche zwar noch nicht wie diese genau periodisch ist, aber doch große Stabilität besitzt. — Aus allen den Startvorgang bestimmenden Konstanten lassen sich zwei verschiedene dimensionslose Zahlen bilden; deren eine sei  $S = \frac{\rho U^2}{\mu}$  Kraft geteilt durch das Gewicht der von der Kugel verdrängten Flüssigkeit. Die Reibungsziffer ist in  $S$  nicht enthalten, muß dann aber in die andere Dimension eingehen. Ist die Flüssigkeitsreibung „klein“, sind ferner alle auftretenden Geschwindigkeiten klein im Vergleich zur Schallgeschwindigkeit, so sind in vieler Hinsicht Startbewegungen von Kugeln mechanisch ähnlich, also von beiden Dimensionen unabhängig; in anderem hängt der Vorgang wesentlich nur von  $S$  ab, in manchen jedoch sowohl von  $S$  als auch  $Q$ . Dies gilt besonders von dem letzten Stadium „Bewegung nach langer Zeit“, welche sehr verschiedene Formen annehmen. Abgesehen von der infolge der Annahme kleiner Flüssigkeitsreibung außer Betracht bleibenden Stokesschen Bewegungsform, gibt es eine solche, bei welcher bald große bald kleinere Teile des sich hinter der Kugel bildenden Wirbelringes in periodischer Folge abgeschwemmt werden und einen Wirbelschweif von regelmäßiger Struktur bilden. Eine hiervon ganz verschiedene Form der Bewegung nach langer Zeit ergibt als Bahn des Kugelmittelpunkts eine ebene wellenförmige Kurve um eine vertikale Achse. Sie kann an im Wasser aufsteigenden Luftblasen von etwa 1 mm Durchmesser schön beobachtet werden. Die Wellenform ist auffallend regelmäßig und behält ihre Ebene streng bei. Offenbar ist die Bewegung sehr stabil; ihre Regelmäßigkeit läßt vermuten, daß die wellenförmig bewegte Kugel hinter sich eine Flüssigkeit in einer regelmäßig und periodisch geordnete Geschwindigkeitsverteilung zurückläßt, in dieser wie in mancher anderen Beziehung an die von Kármán untersuchten Wirbelreihen erinnernd. Nach dieser Vorstellung muß der Typus der wellenförmigen Bewegung wesentlich nur von der dimensionslosen  $S$  abhängen, dagegen die Frage, welche Bewegungsform eintritt, von einem Stabilitätskriterium, in welchem sowohl  $S$  als  $Q$  vorkommen.

P. H.

**M. Lagally.** Berechnung der Kräfte und Momente, die strömende Flüssigkeiten auf ihre Begrenzung ausüben. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 409—422, 1922, Nr. 6. Für die Strömung einer Flüssigkeit, welche den Innen- und Außenraum einer geschlossenen Fläche erfüllt, sind die in ihr vorhandenen Quellen und Wirbel von grundlegender Bedeutung; zusammen mit der Begrenzung bestimmen sie die Geschwindigkeitsverteilung, mithin auch den Druck auf die Begrenzung und sein Moment. Im Fall der „inneren Aufgabe“ genügt zur Bestimmung von Druck und Moment die Kenntnis der im Innern der Fläche gelegenen Quellen und Wirbel und der an ihrem Ort herrschenden Geschwindigkeit; die Gestalt der Begrenzung ist unmittelbar von Einfluß. Die Lösung der „äußeren Aufgabe“ unterscheidet sich von der der „inneren“ durch das Auftreten von Zusatzgliedern zu Druck und Moment, welche nicht von den Singularitäten der tatsächlichen Strömung im Außenraum, sondern von denen ihrer analytischen Fortsetzung in dem jetzt strömungsfreien Innenraum abhängen. Die Verteilung der Quellen und Wirbel ist an die Bedingung geknüpft, daß die Strömung an der Begrenzung selbst entweder regulär ist oder daß von der Begrenzung höchstens Wirbellinien ausgehen, welche die Richtung der Strömung ändern, wie das in der Tragflügeltheorie der Fall ist. — Als einfachste Anwendung ergibt sich ein Beweis des verallgemeinerten Dirichletschen Satzes, wonach eine reine Translationsströmung auf einen eingetauchten Körper von beliebiger Gestalt keine Kraft, aber im allgemeinen ein Drehmoment ausübt.

LAC

**Schiller.** Über den Strömungswiderstand von Rohren verschiedenen Querschnitts und Rauigkeitsgrades. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 3, 2—13, Nr. 1. Der Widerstand dreier gezogener Messingrohre von 8, 16 und 24 mm l. W. liegt innerhalb des Meßbereichs (bis Reynoldssche Zahl  $R = 200\,000$ , bezogen auf Radius) in recht guter Übereinstimmung mit dem Blasius'schen Widerstandsgesetz.

$$\Delta p = \frac{0,1582}{\sqrt{2} R} \cdot \gamma \frac{l}{a} \frac{\bar{u}^2}{2g}.$$

Widerstandsmessungen an drei ebensolchen Rohren,

durch zweierlei Gewinde verschiedene „Rauigkeiten“ erteilt waren, zeigten im Bereich bis  $R = 120\,000$  ein ziemlich verwinkeltes Bild, nach dem es fraglich erscheint, ob man hier zur Aufstellung eines einfachen Widerstandsgesetzes für rauhe Rohre gelangen kann. Immerhin lassen die Messungen die Gültigkeit des Prandtl-Kármán'schen Gesetzes, nach dem der Widerstand proportional der  $2/7$ -Potenz der Rauigkeit wächst, bei sehr hohen  $R$ -Werten als durchaus möglich erscheinen. Messungen an verschiedenen Profilveröhren (gleichseitiges Dreieck, Quadrat, Rechteck, Kreis, wellenförmige Berandung) lieferten im laminaren Bereich gute Übereinstimmung mit theoretischen Lösungen, die von Boussinesq angegeben wurden, im turbulenten gute Bewährung des „hydraulischen Radius“ (d. h. Gültigkeit des Blasius'schen Gesetzes bei Ersetzen des Halbmessers  $a$  durch den Quotienten aus dem vierten Querschnitt durch Umfang“). Durch Kombination einer von v. Mises und einer von v. Kármán aufgestellten Beziehung wird die Gültigkeit des so verallgemeinerten Blasius'schen Gesetzes plausibel gemacht. SCHILLER.

**Im Müller.** Über ebene Profilströmung mit Zirkulation. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 3, 117—128, 1923, Nr. 2. Die Arbeit beschäftigt sich mit dem Vorgang der zirkulanten Strömung um Flügelprofile. In erster Annäherung kann man von der unendlichen Spannweite des Flügels absehen und die Ansätze der ebenen Strömungsgesetze verwenden. Das ideale äußere Strömungsfeld, das in bekannter Weise aus der Umgehung einer Parallelströmung mit einer das Profil umkreisenden Zirkulation hervorgeht, kann aber erst dann erfolgreich studiert werden, wenn es mittels der Abbildung der konformen Abbildung auf das bekannte Bild der zyklischen Strömung um einen unendlich langen Kreiszylinder zurückgeführt wird. — Jedem Profil ordnet sich ein bestimmter Kreis zu, auf dessen Äußeres das Außengebiet des Profils in schlichter Weise abgebildet werden kann, daß der Abbildungsmodul im Unendlichen  $= 1$  ist. Diese Abbildung hat zum ersten Male gezeigt, wie man aus dieser eindeutigen Zuordnung zu jedem Flügelquerschnitt zugehörigen System von Invarianten gelangt, die bedeutend sind für die Auftriebswirkung der begleitenden zyklischen Strömung. In der Folge werden die Ausdrücke für Strömungsgeschwindigkeit, Auftrieb und Moment aus der allgemeinen Abbildungsfunktion mit Hilfe der bekannten Blasius'schen Integrale berechnet und im Anschluß daran einige Verzerrungssätze herangezogen, die eine Abbildung der auftretenden Größen gestatten. Die Verwendung des Begriffs des Schwerpunktes der Zirkulation (Grammel) führt zur Ableitung einer weiteren charakteristischen Linie, der dritten Achse des Profils, die in sehr einfacher Beziehung steht zu den anderen Achsen, der ersten Achse, durch die diejenige Anströmrichtung bestimmt wird, welche den Auftrieb 0 ergibt, und der zweiten Achse als der natürlichen Stützachse des Profils, ferner zu der Auftriebsparabel, deren Tangenten mit den Wirkungslinien der Auftriebskräfte identisch sind. In bezug auf die ideale Auftriebswirkung wird also ein bestimmtes Profil vollständig dargestellt durch die einfache Charakterisierung von drei Achsen und entsprechenden Grundpunkten. Die Beschränkung der ebenen Strömung wird durch den Vorteil ausgeglichen, der in der Möglichkeit



besteht, den Anteil der besonderen Formgebung auf den Auftrieb und die Punktswanderung zu verfolgen. Darin liegt die wesentliche Bedeutung der v. Mises Ansätze. Die in der Schlußbemerkung ausgesprochene Aufgabe, Profile zu konstruieren, die einem gegebenen System von Grundachsen entsprechen, soll in weiterer Arbeit in Angriff genommen werden. Damit soll das andere Problem bereitet werden, zu einem gegebenen Profil die Invarianten nach einem graphischen Verfahren zu ermitteln und mit den Messungsergebnissen, wie sie in Göttingen veranstaltet sind, zu vergleichen.

W. M.

**A. Marcellin.** Fluides superficiels. Extension illimitée de l'acide oléique. C. R. 176, 502—504, 1923, Nr. 8. Auf Grund früherer Versuche kommt Verf. zu dem Ergebnis: Für Ölsäure gibt es keine Grenze für die Ausdehnung der Oberfläche, ebenso wie es keine Grenze für die Ausdehnung eines Gases gibt. Mit einem hinreichend empfindlichen Apparat müßte die Messung der Oberflächenspannung (Expansionsdruckes) noch für eine Ausbreitung der Materie möglich sein, die die Schmelzoberfläche übertrifft, welche sich bei Nebeneinanderlagerung der Moleküle auf einer Wasseroberfläche einstellt. Zur eingehenden Bestätigung dieses Schlusses soll eine Anordnung benutzt werden, bei der in einem Zinkblechgefäß mit zwei zylindrischen Wandungen von 16 und 36 cm Radius und zwei ebenen Wandungen, die unter 40° geneigt sind und durch die gemeinsame Zylinderachse gehen, ein Glimmerstreifen von 20,4 cm Länge auf der Wasseroberfläche radial aufliegt. Der Streifen wird von einem horizontalen Silberdraht befestigten Strohhalme getragen. Der vertikal aufgehängte Streifen von 0,2 mm Durchmesser und 15 cm Länge wird auf Torsion beansprucht, falls die eine Längsseite des Glimmerstreifens der Oberflächendruck einwirkt. Vergleichsweise läßt sich sagen, daß der Apparat gestattet, den osmotischen Druck der verdünnten Oberflächenlösung zu messen.

H. R.

**Th. Homén.** Om avflödets reglering i Finlands vattendrag. Fysisk och teknisk skrift 20, 117—118, 1922, Nr. 4. Verf. erwähnt einige Versuche, die er in Finnland gemacht hat, den Ablauf der Flüsse das ganze Jahr konstant auf dem Mittelwasserstand zu halten, den man durch Untersuchungen mehrere Jahre hindurch bestimmt hat. Die Aufgabe ist, dieses für Flüsse, die größere Seen durchfließen, zu erreichen.

**H. Brunswick.** Explosivstoffe. Auf Grund des in der Literatur veröffentlichten Materials bearbeitet. 2. Aufl. Mit 56 Abbildungen im Text und 64 Tabellen. 224 S. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth, 1923 (Handb. d. angew. Chem. in Einzeldarstellungen, herausgegeben von Georg Bredig, Band X). Zweiter Teil: Verhalten explosibler Systeme im allgemeinen (1. Bedingungen, an die explosiven Vorgänge geknüpft sind; 2. Geschwindigkeit explosiver Vorgänge; 3. Explosionsgeschwindigkeit; 4. Explosionstemperatur; 5. Explosionsgase; 6. Explosionsflamme; 7. Explosionsgeschwindigkeit). Zweiter Teil: Eigenschaften der Explosivstoffe im besonderen (1. Zustandsänderungen der Explosivstoffe; 2. Zündmittel; 3. Treibmittel; 4. Sprengmittel; 5. Ausnutzung und Behandlung von Explosivstoffen).

**F. Michaud.** La rigidité des gélées. Ann. de phys. (9) 19, 63—80, 1923, Jan. Verf. hat nach einer empfindlichen Methode die Starrheit der Gele ermittelt und erlaubt, auch sehr verdünnte Gele zu untersuchen. Ein horizontales Rohr wird mit dem heißen Gel gefüllt, bei der Abkühlung findet eine Adhäsion an die Rohrwand statt; wird an beiden Enden der Röhre ein mäßiger Druckunterschied angelegt, so entsteht keine Gleitung, sondern elastische Deformation. Der Starrheitskoeffizient ist durch die folgende Formel gegeben:  $\mu = \frac{PR^2}{4\lambda l}$  ( $P$  = der Druckunter-

Länge des Rohres,  $X$  = Verschiebung eines Punktes der Geloberfläche im Rohre, der innere Durchmesser des Rohres). Um  $X$  zu messen, wird ein Gummigutt-Kohlenkörnchen im Gel suspendiert und die Verschiebung mit Mikroskop verfolgt. — Die elastische Deformation ist nur bei kleinen Drucken diesen proportional. Die Druckunterschiede über die Elastizitätsgrenze erhöht werden, tritt Ingenität auf, einige Teile verflüssigen sich, — bei noch höheren Drucken löst sich Gel von der Wand. Ferner wurde der Einfluß von Basen, Säuren, Salzen und organischen Verbindungen untersucht. Die ersten drei verkleinern  $\mu$ . Organische Verbindungen haben keine eindeutige Wirkung. Einige, wie Dextrose, Lävulose, Dextrose, Mannit und Glycerin haben gar keinen Einfluß, Harnstoff und Methan einen Salzen ähnlichen.

RONA.

ye. The Valve-maintained Tuning-fork as a Precision Time-standard. Proc. Roy. Soc. London (A) 103, 240—260, 1923, Nr. 721. Eine Stimmgabel mittels Elektronenröhren erregt. Es werden die Frequenzänderungen durch die Einflüsse gegenüber einer Normalstimmgabel bestimmt. — Den größten Einfluß hat die Temperatur. Bei gewöhnlichem Stahl beträgt die Frequenzänderung für  $0,01^\circ\text{C}$ , für Spezial-Nickelstahl nur ein Zehntel dieses Wertes. — Durch Anhalten des Anodenstroms lassen sich die Fehler durch Änderung der Heizung der Röhren und der Anodenspannung unmerklich machen. — Bei polarisierenden magnetischen Feldern von weniger als 1000 CGS treten keine wesentlichen Frequenzänderungen auf. — Eine absolute Frequenzmessung wird mit dem phonischen Rad durchgeführt.

DROYSEN.

L. Schaefer. Über die Galtonpfeife. Arch. néerland. de physiol. de l'homme et de l'anim. 7, 325—329, 1922. Verf. hat in einer früheren Untersuchung gefunden, daß die Galtonpfeife, wenn man sie mit einem stets konstanten Druck von 70 cm Wasser anbläst, ein einfaches „Schwingungszahlengesetz“ gilt. Es ist nämlich  $4L + n$ , wenn  $W$  die Tonwellenlänge,  $L$  die Pfeifenlänge und  $n$  eine Konstante ist. In der vorliegenden Abhandlung, einem Beitrag zur Zwaardemaker-Festschrift, nun gezeigt, daß das Gesetz auch für höhere Druckwerte bis zu 30 cm Quecksilber und ebenfalls für kleinere Druckgrößen als 70 cm Wasser, bis hinunter zu etwa 10 cm Wasser. Bei noch geringerem Druck treten die für Hörprüfungen ungeeigneten Identitöne der Galtonpfeife auf. Durch die Auffindung des „Schwingungszahlengesetzes“ vereinfacht sich der Gebrauch der Pfeife wesentlich, insofern man die Tonlänge des irgend einer Einstellung des Pfeifenrohres entsprechenden Tones durch Benutzung einer Tabelle im Kopfe berechnen kann. Im Zusammenhang hiermit weist Verf. darauf hin, daß auch die Mängel der bisherigen Anblasetechnik durch die von W. Döderlein eingeführte Gummiball-Doppelgebläse nunmehr behoben sind.

\*\* KARL L. SCHAEFER.

E. Sabine. Acoustic Power of Certain Sound Sources in Absolute Terms. Phys. Rev. (2) 21, 475, 1923, Nr. 4. Gemessen wurden die Schwellenintensitäten absolutem Maß nach Kranz (Thermophon), die absolute Dämpfung für den Verfall des Schalls, endlich die Nachhalldauer, daraus die Energie in erg/sec berechnet für verschiedene gestrichene Geige und Cello, Orgelpfeifen, Grundtöne und — durch Veränderung der akustischen Bedingungen des Raumes — charakteristische Obertöne von Cello. Die Werte liegen zwischen 10 (Cello) und 32000 erg/sec (Orgelpfeife).

V. HORNPOSTEL.

de Forest. Microphonic Flames. Nature 111, 739—740, 1923, Nr. 2796. Eine zeichnende Wiedergabe von Schall — besser als mit irgend einem Kohlekörner-

mikrofon — wird durch Flammen erhalten, deren Leitfähigkeit durch Pottasche Soda erhöht ist und die mit Hilfe von Platinelektroden in einen Telephonkreis 100 bis 200 Volt eingeschaltet sind. Es wurden Gas- (Schmetterlingsbrenner), A Spiritus- und mit bestem Erfolg Oxy-Acetylenflammen, diese mit in Quarz geschmolzenem Platindraht als Elektroden, versucht. Zu vermeiden ist: Zische folge zu hoher Spannung (Entladung), Flammengeräusche, Luftströmungen, K ablagerung auf den Elektroden. Die Wirkung ist vermutlich zu erklären Änderungen der Ionisierung und Leitfähigkeit der Flamme in Abhängigkeit von Druckschwankungen.

v. HORNBO

**Paul E. Sabine.** The Reduction of Sound Transmitted by Plaster Wall a Function of Thickness. Phys. Rev. (2) 21, 480—481, 1923, Nr. 4. Gipswände schiedener Dicke zwischen zwei Räumen, in deren größerem sich die Tonquel Frequenz zwischen 129 und 4839 v. d. — befindet. Gemessen wurde ihre aba Intensitätsabnahme mit der Zeit  $A$  und die Nachhalldauern in beiden Räu Das Intensitätsverhältnis in beiden Räumen ist dann  $\log(I_1/I_2) = A(t'_1 - t_2)$ . Bei stanter Wanddicke nimmt die Schallschwächung mit steigender Frequenz im An zu — bei tiefen Tönen und Resonanz innerhalb der Wand verläuft die Kurve glatt —; bei einer bestimmten Frequenz, die um so tiefer liegt, je dicker die V nimmt die Schwächung sprunghaft zu. Die Logarithmen der Schwächungsfak sind bei allen Frequenzen eine ähnliche Funktion der Wanddicke, aber nicht lineare, wie bei filzartigen Stoffen: sie wachsen langsamer als die Wände

v. HORNBO

**Clifford M. Swan.** The minimum audible intensity of sound. Proc. A Acad. 58, 425—441, 1923, Nr. 12. Die bisherigen Bestimmungen der Schwellenen haben sehr verschiedene Werte ergeben: zu große bei Versuchen im Freien, we Schallabsorption im Boden unberücksichtigt blieb, und bei Verwendung unge Beobachter; zu kleine bei Versuchen im Zimmer, weil die Schallverstärkung Reflexionen nicht beachtet wurde. Verf. benutzte eine ganz neue Methode, die Fehlerquellen vermeidet: Die Zinke einer elektromagnetischen Stimmgabel trägt Scheibe, die ein Loch in der Wand (Tür) des Versuchsraumes schließt. Gemessen v die Anfangsintensität und die Nachhalldauer nach dem plötzlichen Anhalten Gabel. Dieses wurde bewirkt durch Umschalten des Elektromagnets in einen S stromkreis (110 Volt) mit mehreren Glühlampen, die beim Erglühen den zuerst starken Dämpfungsstrom schnell abschwächen. Das Interferenzsystem im Versa raum wurde durch einen rotierenden Schirm dauernd geändert, so daß bei ru Kopfhaltung beobachtet werden konnte. Aus der Anfangsintensität und der — der Stoppuhr gemessenen — Nachhalldauer wurde die Schwellenenenergie nach Sa berechnet. Sie betrug bei

121 v. d.  $5,7 \cdot 10^{-5}$  erg/cm<sup>2</sup> sec493 v. d.  $3,6 \cdot 10^{-5}$  erg/cm<sup>2</sup> sec246 v. d.  $2,7 \cdot 10^{-5}$  „1021 v. d.  $9,0 \cdot 10^{-10}$  „

Die Empfindlichkeitskurve steigt bis 800 v. d. steil an und scheint zwischen 1600 3200 ihr Maximum zu erreichen. Ihr allgemeiner Verlauf stimmt also mit Kurven von M. Wien und von Fletcher und Wegel, zwischen denen sie der soluten Werten nach etwa die Mitte hält.

v. HORNBO

**R. A. S. Paget.** The Production of Artificial Vowel Sounds. Proc. Roy London (A) 102, 752—763, 1923, Nr. 719. An Hand von Schnittzeichnungen besch Verf. ausführlich seine Plastilin-Doppelresonatoren zur Erzeugung künstlicher V

e 109, 341, 1922) mit Angabe der Ausmaße, Eigentöne und der Abstimmungen. Auch an einem Ende durch eine kleine Öffnung angeblasene Zylindertoren geben zwei oder mehr Resonanztöne zugleich und daher unter Umständen die Flüstervokale. Die Doppelresonanztheorie ist inzwischen durch die Herstellung künstlicher Vokale und Konsonanten auf elektrischem Wege — Wechselstrom durch zwei Resonanzkreise und dann zum Telephon — bestätigt worden (John H. Stewart, *Nature* 110, 311, 1922).

V. HORNPOSTEL.

rick W. Kranz. Sensitivity of the Ear as a Function of Pitch. *Phys. Rev.* 21, 480, 1923, Nr. 4. Röhrensender und Thermophon als Tonquelle, kontinuierlich variable Selbstinduktion zur Frequenzänderung. Bestimmung der hörbaren Frequenzbereiche bei verschiedenen Intensitätsstufen, die Schwellenintensitäten in absolutem Maß ermittelt. Plötzliche Abfälle der Empfindlichkeitskurve innerhalb eines Oktaven — Verhältnis der Schwellenintensitäten bis 1:1000 — wurden oft beobachtet, oberhalb 1500 v. d. Die Kurven sind individuell, auch für die beiden Ohren eines Beobachters, sehr verschieden. Eine annehmbare physiologische Hörtheorie, die Tonlücken berücksichtigt.

V. HORNPOSTEL.

Norris Russell. A Superior Limit to the Age of the Earth's Crust. *Roy. Soc. London (A)* 99, 84—86, 1921, Nr. 696. Aus der Halbwertsperiode des Uran von  $5 \cdot 10^9$  Jahren läßt sich berechnen, daß die Uranmenge z. B. in zehn Halbwertszeiten die 1000fache war. Die jetzt vorhandene Menge Uranium in 1 g Gestein der Erdkruste wird abgeleitet aus der des Radiums; letztere ist nach Jolly etwa  $10^{-12}$  pro 1 g. Im Gleichgewicht ist das Massenverhältnis Uran zu Radium 3,1  $\cdot 10^6$ ; die Menge Uran in der Erdkruste ist deshalb etwa  $7 \cdot 10^{-6}$  im Mittel in der Gewichtshälfte. Wäre die ganze Kruste ursprünglich aus Uran zusammengesetzt, so wäre das Uran in 8,5  $\cdot 10^{10}$  Jahren erreicht worden. Dieses gibt eine obere Grenze an sich äußerst unwahrscheinliche höchste Zeitgrenze für das Bestehen der Erde. Wenn man die Bleimenge in der Erdkruste nach Clarke gleich  $22 \cdot 10^{-10}$  pro 1 g und die Zusammensetzung des gewöhnlichen Bleis aus den zwei Isotopen Uran-208 und Uran-206 in dem bekannten Verhältnis berücksichtigt, so kommt man im Mittel auf 8,5  $\cdot 10^9$  Jahre. Bei der Annahme, daß alle Elemente von größerem Atomgewicht als Uran durch radioaktiven Zerfall entstanden sind, kommt man auf eine obere Grenze von 8,5  $\cdot 10^9$  Jahre. — Russell kommt schließlich zu dem Ergebnis, daß die Erdkruste vor 2000 Millionen Jahren (Grenze) bis 8000 Millionen Jahren gebildet wurde. Dies wäre dann nach der Kollisionstheorie von Chamberlin und Jeffreys die Zeit seit dem Zusammenstoß der Erde mit dem Mars, der das Herausstoßen des Materials der Erde und Planeten aus der Sonne führte. Jeffreys schätzt auf anderem Wege, aus der Exzentrizität der heutigen Planetenbahnen, das Alter des Sonnensystems auf  $3 \cdot 10^9$  Jahre.

KOENIGSBERGER.

Koenigsberger. Verwendung von elektrischem Strom in der Erde für Zwecke der praktischen Geologie. *Geologische Rundschau* 14, 164—183, 1923. Die Erdströme, deren theoretische Erklärung noch aussteht, sind für die Zwecke der praktischen Geologie nur von geringer Bedeutung. Wichtiger sind die elektromotorischen Kräfte, die nach C. Schlumberger auf der nach der Tiefe hin abnehmenden elektrischen Leitfähigkeit der Erde beruhen, wobei reduzierbare Erze sowohl als Konzentrationsdifferenz in der Tiefe aufrechterhalten, wie gleichzeitig nach oben hin Leiter erster Klasse dienen. Zur Erkennung von besser leitenden Einlagerungen unter der Oberfläche dient aber vor allem der künstlich aufgeprägte Strom, den man sich der Methode der Äquipotentiallinien, die Schlumberger gefunden hat, bedienen kann. Vervollkommenet wurde diese Methode von schwedischen Bergingenieuren. In der Abhandlung sind genaue Literaturangaben zu finden.

KOENIGSBERGER.



**H. Labrouste.** Exposé sommaire de l'état de la sismologie. Ann. de (9) 19, 5—62, 1923, Jan./Febr. Der Verf. gibt in drei Abschnitten einen kurzen Überblick in das physikalische Teilgebiet der Erdbebenkunde. Im ersten Abschnitt beschäftigt er sich auf 29 Seiten mit der Theorie und Konstruktion von Seismographen. Eingehend werden der auf Rußpapier schreibende Seismograph nach Mainka und der elektromagnetisch-photographisch registrierende Seismograph nach Galitzin beschrieben. Im zweiten Abschnitt werden auf 9 Seiten Fragen, die sich auf die Erdbebenogramme beziehen, behandelt. Im dritten Abschnitt (17 Seiten) geht der Verf. auf den Verlauf der seismischen Wellen im Erdinnern ein und berührt kurz die bisherigen Ansichten sich auf die Beschaffenheit des Erdinnern beziehenden Ergebnisse, sich vorwiegend stützend auf die Arbeiten Wiecherts und seiner Schüler. M.

**B. Gutenberg.** Über den Erdkern in 2900 km Tiefe und die an ihm auftretenden Reflexionen und Brechungen von Erdbebenwellen. Geophysik 1, 105—115, 1923, Nr. 4. In etwa 2900 km Tiefe befindet sich im Erdinnern ein Kern mit verhältnismäßig scharfer Grenze, an der die Geschwindigkeit der longitudinalen Wellen von über 13 km/sec auf  $8\frac{1}{2}$  km/sec sinkt; fast alle sich hierbei an der Kernoberfläche durch Reflexion, Reflexion und Beugung ergebenden Wellen, die den Kern longitudinal durchlaufen, konnten nachgewiesen und die sich theoretisch ergebenden Laufzeiten durch Beobachtungen bestätigt werden. Auch die in den theoretisch zu erwartenden Brennpunkten vorhandenen Intensitäten stehen im besten Einklang mit den Beobachtungen. Die Existenz des Kernes scheint hierdurch zweifellos bewiesen. Die transversalen Wellen, die den Kern passiert haben, konnten mit Sicherheit nicht nachgewiesen werden, da diese zu einem Zeitpunkt erwartet werden müssen, an dem mehrere andere Wellengruppen entsprechend der Theorie auftreten, die sich gegenseitig überlagern. Zudem sind diese Transversalwellen in großen Herdentfernungen nicht sehr stark zu erwarten, so daß wir zurzeit noch kein sicheres Urteil über deren Existenz abgeben können. GUTENBERG.

**H. H. Poole.** On Tidal Stresses and Continental Displacements. Phil. Mag. (6) 45, 399—400, 1923, Nr. 267, März. Verf. macht darauf aufmerksam, daß gewöhnlich die Gezeitenkräfte viel zu gering seien, um eine durch sie hervorgerufene Kontinentalverschiebung beobachten zu können. Durch eine überschlägliche Rechnung wird dies dargetan. Er kommt zu dem Schluß, daß, wenn die Gezeitenkräfte bei der Kontinentalverschiebung eine Rolle spielen, dies dann nur in der Vergangenheit gewesen sein könnte, dank geringerer Widerstandskraft der Erdrinde oder der Nähe der Sonne. Dies würde mit der Jolyschen Theorie der Kontinentalverschiebung übereinstimmen. MOORE.

**E. Stübler.** Über hyperboloidische Verzahnung. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 2, 429—446, 1922, Nr. 6. Gegenüber den Abhandlungen von Olivier und Résal (1893) über Zahnräder mit gekreuzten Achsen, die nicht tief in das metrische Problem eindringen, bedeuten die Arbeiten von M. Disteli in der Math. u. Phys. (1904 und 1911) den ersten wesentlichen Fortschritt auf diesem Gebiet. Sie behandeln den Fall, wo die Profilflächen — diese Bezeichnung hat man von den zylindrischen Zahnflanken der ebenen Verzahnung auf die doppelt gekrümmten Flächen übertragen — windschiefe Regelflächen sind. Von diesem Fall ist derjenige der wickelförmigen Regelflächen scharf getrennt. Er läßt sich mit der Lehre vom Nullen vollständig erledigen. Einige der gewonnenen Sätze lassen sich auch auf die

den Raumverzahnung übertragen, so der folgende: Die Charakteristiken (Charakteristik = Schnittkurve zweier aufeinanderfolgender Lagen einer bewegten Fläche) der Flächen bezüglich einer Drehung um die zugehörige Radachse kommen miteinander in Eingriff, und zwar auf einer Kurve, welche einen Teil der Charakteristik der Eingriffsfläche bezüglich einer Schraubung um die Berührungslinie der Grundboloide bildet. Das Problem, aus einer gegebenen Eingriffsfläche alle möglichen Verzahnungen abzuleiten, führt auf eine lineare partielle Differentialgleichung. Deren Lösung ist aber hier fast ganz durch geometrische Betrachtungen ersetzt. Dabei spielen diejenigen Kurvenpaare auf den Profilflächen eine wichtige Rolle, welche bei der Zahnradbewegung dauernd in gleitender Berührung miteinander stehen. E. STÜBLER.

St. Über Umsteuerung. Bemerkungen zu dem Aufsatz von W. Jung. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 2, 479—480, 1922, Nr. 6. v. MISES.

Jung. Über Umsteuerung. Erwiderung auf die Bemerkungen des Herrn St. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 2, 480, 1922, Nr. 6. v. MISES.

Pöschl. Zeichnerische Ermittlung der Beschleunigung bei zwangsläufigen Getrieben. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 3, 128—136, 1923, Nr. 2. Der zeichnerischen Ermittlung der Beschleunigung bei zwangsläufigen Getrieben liegt die Aufgabe zugrunde, aus der gegebenen Beschleunigung irgend eines Punktes des Getriebes die aller anderen zu ermitteln. Die relative Bewegung der einzelnen Getriebe gegeneinander kann stets als eine Kreisbewegung um einen festen Punkt dargestellt werden, und die relative Beschleunigung irgend zweier Punkte durch die Tangential- und Normal- und Tangentialkomponente. Da die Verhältnisse der Winkelgeschwindigkeiten der einzelnen Glieder des Getriebes durch die Konfiguration gegeben sind, so können die gesamten relativen Normalbeschleunigungen rein zeichnerisch ermittelt werden. Außerdem ergibt die Bedingung des Zwanglaufes noch weitere Bedingungen in genügender Anzahl, um die zeichnerische Ermittlung der Beschleunigungen zu führen. In der vorliegenden Arbeit wird die volle zeichnerische Ausnutzung dieser Bedingung zuerst von O. Mohr und dann von F. Wittenbauer verwendeten Gedankens der einfachsten Getriebe durchgeführt und ihre Anwendung auf die Steuerungsgeometrie abgeleitet. PÖSCHL.

Medicks. Om upphängning i finaste kvartstråd med varierbar dragkraft. Fysisk Tidskrift 20, 121, 1922, Nr. 4. Referat über eine Arbeit von J. Olsen. ZS. f. Instrkde. 42, 367—372, 1922. J. OLSEN.

W. Review of airscrew theories. Journ. Roy. Aeron. Soc. 27, 38—72, 1922, Nr. 146. Nach kurzem Überblick über die älteren Theorien, welche die Schraube entweder als Drucksprungerzeuger oder als Flügelblatt ansehen, wendet sich der Verf. zur „Lanchester-Prandtl'schen Theorie“; er legt die Grundgedanken der Zirkulationstheorie der Tragflügel dar, ihre Fortbildung durch Lanchester und andere durch Prandtl, sowie ihre Übertragung auf Schrauben durch Prandtl. Er zieht diese Theorie, welche in Deutschland und Italien schon allgemein angenommen gefunden hat, allen anderen Fortbildungen der einfachen Schraubentheorie gegenüber und setzt sie in einer höchst interessanten Diskussion, an welcher sich die besten Aerodynamiker Englands beteiligen, in das rechte Licht gegenüber den anderen Theorien. HOPF.

Geckeler. Über Auftrieb und statische Längsstabilität von Flugtragflächen in ihrer Abhängigkeit von der Profilform. Dissertation an der Hochsch. München, 19 S., 1923. Der Verf. legt seinen Untersuchungen die Ergebnisse der vom Referenten herrührenden ebenen Tragflächentheorie zugrunde,

nach der Größe und Lage der Auftriebskraft einer Tragfläche durch folgende Formel bestimmt wird:

$$A = 4\pi\rho V^2 r \sin(\alpha + \beta), \quad h = \frac{c^2 \sin^2(\beta + \gamma)}{2r \sin(\alpha + \beta)}.$$

Dabei bedeutet  $\rho$  die Luftdichte,  $V$  die Geschwindigkeit,  $\beta$  den Anstellwinkel,  $r$  die Größe der Kraft und  $h$  den Abstand ihrer Angriffslinie von einem bestimmten Zentrum. Die übrigen in diesen Formeln auftretenden Größen sind durch die Koeffizienten der unendlichen Reihe bestimmt, durch die das Tragflächenprofil eine Kreislinie konform abgebildet wird. Um den Einfluß der verschiedenen charakteristischen Profilgestaltungen auf die Auftriebsgrößen festzustellen, benutzt man hauptsächlich die Ellipsenabbildung, die durch die Funktion  $z' = z + \frac{1}{z}$  vermittelt wird. Eine weitere Gruppe von Profilen erhält man durch zweimalige Anwendung derselben Abbildungsfunktion. Die Rechnung wird bis zu numerischen Resultaten geführt und das Ergebnis mit dem der Profiluntersuchung im Göttinger Aerodynamischen Institut verglichen. Die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Versuch ergibt sich als eine überall befriedigende. v. L.

**Mises.** Segelflug und Ähnlichkeitsgesetz. *ZS. f. angew. Math. u. Mech.* 64—67, 1923, Nr. 1. In der Flugtechnik sind zwei Ähnlichkeitsgesetze oder Ähnlichkeitsregeln in Verwendung, von denen die eine von Helmholtz, die andere von Osborne Reynolds stammt. In der vorliegenden kleinen Mitteilung wird zunächst gezeigt, wie sich die beiden Regeln aus einem einheitlichen allgemeineren Ansatz ableiten lassen, der zweckmäßige Spezialisierung ergeben. Das allgemeine Ähnlichkeitsgesetz besagt, daß Bewegungen in zwei Flugzeugen, die geometrisch und hinsichtlich der Kräfteverhältnisse ähnlich sind, ähnlich sind, wenn die dritten Potenzen der Geschwindigkeiten wie die Werte von  $Z\gamma : \mu$ , die dritten Potenzen der Längenabmessungen wie die Werte von  $Z^2\mu : \gamma$  verhalten, wobei  $Z$  die Zähigkeitszahl (kinematischer Reibungskoeffizient),  $\mu$  die Dichte des Mediums,  $\gamma$  das spezifische Gewicht des Flugzeugs bezeichnet. Nachdem, ob bei einer bestimmten Aufgabe die Zähigkeitswirkung oder die Viskosität die bare Schwerewirkung ausgeschaltet werden darf, gelangt man zu der Helmholtzschen bzw. zu der Reynoldsschen spezielleren Formel. Im Anschluß daran wird die Frage, ob der Mensch aus eigener Kraft fliegen könne, neu behandelt. Es wird gezeigt, daß die Helmholtzsche Vermutung dieser Möglichkeit auf zwei unrichtigen, aber einander entgegenwirkenden Voraussetzungen beruht. Einerseits vernachlässigte Helmholtz die Möglichkeit einer Verbesserung des Wirkungsgrades gegenüber dem Vogelflug durch zweckmäßigere mechanische Einrichtung, andererseits stützte er sich auf die bei weitem (etwa im Verhältnis 1:10) nicht zutreffende Annahme, daß Arbeitsfähigkeit und Gesamtgewicht des Menschen wie beim Vogel im gleichen Verhältnis zueinander stünden. Nach dem heutigen Stande der Technik und unter Berücksichtigung der erfahrungsmäßig festgestellten Leistungsfähigkeit der menschlichen Muskeln ergibt sich, daß motorloses Fliegen nur möglich ist, wenn es zu  $\frac{5}{6}$  Segelflug und höchstens zu  $\frac{1}{6}$  eigentlicher Motorflug ist.

**Rodolphe Soreau.** Lois de variation, dans la troposphère, des caractéristiques de l'air standard avec l'altitude. *C. R.* 175, 1041—1042, 1922. Aus Messungen des Luftdruckes von 0 bis 14 km Höhe, welche vom 1. Juli 1919 bis 1. Juli 1922 angestellt wurden, wird eine mittlere Druckverteilung errechnet. Es gibt sich eine bemerkenswerte Übereinstimmung mit den Lindenberger Messungen, so daß über weite Gebiete hin der mittlere Zustand der Atmosphäre genügend genau durch Luftdruck und Luftdichte am Boden charakterisiert werden kann.

**keret.** Ein Beispiel zum statischen Segelflug. ZS. f. Flugtechn. 14, 86 1923, Nr. 11/12. Die Windströmungsverhältnisse in der Nähe eines steilen Hanges (Küste) werden mit der Rankineschen Quellenmethode theoretisch verfolgt und Berechnungen für die Bewegungsmöglichkeiten eines Segelflugzeugs gezogen. Es ergeben sich einfache Beziehungen für die Gipfelhöhe bei bestimmter Windstärke, ferner ergibt sich, daß die Bereiche des möglichen statischen Segelfluges ihre Ausdehnung mit verschiedenen Windstärken stark verändern. **HOFF.**

**red Reiffenstein.** Über neue Versuche mit Schwingenfliegern. ZS. f. Flugtechn. 14, 90—97, 1923, Nr. 11/12. Nach einer Konstruktionsweise von Wels, bei der der Anstellwinkel eines hin und her schwingenden Flügels in einer geeigneten Weise reguliert (analog wie beim dynamischen Segelflug), wurden Modelle von Schwingenfliegern mit Gummimotor gebaut und erprobt. Dabei ergab sich für den dynamischen Auftriebsbeiwert der  $3\frac{1}{2}$ -fache Wert wie bei gleichförmiger Translation. Die Versuche im Luftstrom. Die möglichen Vorteile eines derart gebauten Schwingenflugzeugs in ökonomischer Hinsicht und in bezug auf Festigkeit werden kurzlich behandelt. **HOFF.**

**ayrac.** Vol sans moteur dans un vent horizontal de direction constante et de vitesse variable. L'Aéronautique 1923, S. 250—253, Nr. 49, Juni. Die Möglichkeit des dynamischen Segelflugs bei rein örtlich veränderlicher Windstärke wird berechnet (in Ergänzung einer ähnlichen Rechnung bei rein zeitlich veränderlicher Windstärke). Die Steuermanöver, welche bei horizontaler und bei vertikaler Veränderlichkeit nötig sind, werden beschrieben und technische Konsequenzen abgeleitet. Die aerodynamische Feinheit des Flugzeugs erweist sich natürlich als ausdehnend, Erhöhung des Gewichtes wirkt wegen der Trägheitswirkung günstig im Gegensatz zum statischen Segelflug. Bei rein zeitlich veränderlicher Windstärke spielt das Gewicht keine Rolle. **HOFF.**

**argoulis.** Les centres de poussée et les portances maxima des ailes. L'Aéronautique 1923, S. 254—259, Nr. 49, Juni. Aus verschiedenen Modellversuchen (tatsächlich Göttinger) und unter Zuhilfenahme theoretischer Überlegungen (Translationstheorie) wird der Einfluß der Profilgestaltung auf die aerodynamischen Eigenschaften von Flügeln besprochen. Die Überlegenheit der Joukowskischen Form wird hervorgehoben; dicke Profile erweisen sich bei richtiger Formgebung besser wie dünne. Die Druckpunktverschiebung ist notwendigerweise groß bei Flügeln mit hohem Auftriebsmaximum. **HOFF.**

**ann Oberth.** Die Rakete zu den Planetenräumen. Mit zwei Tafeln und 12 Abbildungen. 92 S. München und Berlin, Verlag von R. Oldenbourg, 1923. Enthält folgende vier Sätze an die Spitze seiner Broschüre: 1. Beim heutigen Stande der Wissenschaft und der Technik ist der Bau von Maschinen möglich, die in der Lage sind, die Erdatmosphäre zu durchdringen; 2. Bei weiterer Vervollkommnung dieser Maschinen derartige Geschwindigkeiten zu erreichen, daß sie — im Weltraum sich selbst überlassen — nicht auf die Erdoberfläche zurückfallen müssen, sondern imstande sind, den Anziehungsbereich der Erde zu verlassen; 3. Derartige Maschinen können so gebaut werden, daß Menschen (wahrscheinlich ohne gesundheitlichen Nachteil) mit emporfahren können; 4. Unter gewissen wirtschaftlichen Bedingungen kann sich der Bau solcher Maschinen lohnen. Solche Bedingungen können im nächsten Jahrzehnten eintreten. — Verf. sucht diese vier Sätze in der vorliegenden Arbeit zu beweisen. **SHEEL.**



## 4. Aufbau der Materie.

**C. Davisson and C. H. Kunsman.** The Scattering of Electrons by Alumi  
Phys. Rev. (2) **19**, 534—535, 1922, Nr. 5. Sc

**V. Thorsen.** Rutherford's Undersøgelser over Atomernes Bygning.  
Oversigt. Fysisk Tidsskrift **20**, 197—216, 1922, Nr. 5/6. Referat über die letz  
beiten von E. Rutherford. J. O

**W. Palmar.** Om några av blysuperoxidens fysikaliska egenskaper. F  
Tidsskrift **20**, 119—120, 1922, Nr. 4. [S. 1188.] J. O

**Niels Bohr.** Om Forklaringen af det periodiske System. Fysisk Tids  
**20**, 112—115, 1922, Nr. 4. Zusammenfassendes Referat über Veröffentlichunge  
Verf. an anderer Stelle. J. O

**Ellen Gleditsch et B. Samdahl.** Sur le poids atomique du chlore dans  
minéral ancien, l'apatite de Balme. C. R. **174**, 746—748, 1922, Nr. 11. Sc

**Robert S. Mulliken.** (Introduced by W. D. Harkins.) A high capacity a  
ratus for the partial separation of mercury into isotopes. Phys. Re  
**21**, 386, 1923, Nr. 3. Der vom Verf. konstruierte Apparat gestattet die Verdamp  
großer Mengen von Quecksilber, das dann nach der Methode der molekularen Diff  
in Isotopengemische von verschiedener Dichte zerlegt wird. W. JAI

**E. B. Ludlam.** An Attempt to separate the Isotopes of Chlorine. Phil.  
Cambr. Phil. Soc. **21**, 45—51, 1922, Nr. 2. Sc

**Henry Norris Russell.** A Superior Limit to the Age of the Earth's Cr  
Proc. Roy. Soc. London (A) **99**, 84—86, 1921, Nr. 696. [S. 1177.] KOENIGSBER

**Heinrich Mache.** Neumessung der Radioaktivität der Gasteiner Thern  
Wien. Anz. 1923, S. 104, Nr. 13. „Am emanationsreichsten sind die kühlen Quellen  
Rande des Thermalgebietes (bis zu  $340 \cdot 10^{-3} \frac{\text{st. E.}}{\text{l}}$ ), am radiumreichsten die he  
Quellen in seiner Mitte (bis zu  $154 \cdot 10^{-12} \frac{\text{gr Ra}}{\text{l}}$ ).“ LUDW

**Ernst Reichenbächer.** Träge, schwere und felderzeugende Masse. Z  
Phys. **15**, 276—279, 1923, Nr. 4/5. [S. 1166.] KRETSCHM

**K. T. Compton.** Remarks on Ionization by Cumulative Action. Phil. M  
(6) **43**, 531—537, 1922, März, Nr. 255. [S. 1189.]

**K. T. Compton.** Theory of Ionization by Cumulative Action. Phys. Rev  
**19**, 421, 1922, Nr. 4. [S. 1189.] MINKOW

**C. W. Oseen.** De flytande kristallernas teori. Fysisk Tidsskrift **20**, 118. I  
Nr. 4. Vorläufige Mitteilung einer Theorie, die später veröffentlicht werden soll. J. O

**L. Vegard.** Nyere resultater vedrørende krystalanalyse ved røntgen  
straaler. Fysisk Tidsskrift **20**, 129—130, 1922, Nr. 4. Zusammenfassendes Ref  
über Veröffentlichungen des Verf. in der ZS. f. Phys. J. O

von Tammann. Lehrbuch der Metallographie. Chemie und Physik der Metalle und ihrer Legierungen. 3. Aufl. Mit 249 Figuren im Text. XVIII und 1000 Seiten. Leipzig, Verlag von Leopold Voss, 1923. Über die 2. Aufl. vgl. diese Ber. 2, 1921. Das Buch ist den Fortschritten der Wissenschaft entsprechend erweitert worden. Die Vermehrung des Umfangs beträgt etwa drei Druckbogen. SCHEEL.

Wolf. Zur Bruchtheorie von A. Griffith. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 112, 1923, Nr. 2. In der vorliegenden Abhandlung wird zunächst eine Ableitung unter Berücksichtigung der Oberflächenenergie von A. Griffith aufgestellten in einem Falle experimentell bestätigten Bedingung für das Weiterreißen eines Materials in einem homogenen Material gegeben, welche die Unklarheiten der Griffith-Ableitung vermeidet. Unter Voraussetzung eines ebenen Spannungszustandes unter der Annahme eines ideal spröden Materials, das ist eines solchen, welches Hookeschen Gesetz bis zum Bruche Folge leistet, wird dann die aus dieser Bedingung folgende Bedingung zwischen Länge des Risses und der zum Weiterreißen erforderlichen Größe der Randspannung einerseits für den schon von A. Griffith behandelten Fall eines allseitig gleichen Zuges oder Druckes und andererseits für die allgemeine Bedingung der genügenden weiteren Entfernung von dem Riß ein einachsiger Spannungszustand herrscht. Da der aus dieser Berechnung folgende Wert der kritischen Bruchspannung sich in dem letzteren Falle bedeutend größer als bei konstantem Druck ergibt, so wird der Vermutung Ausdruck gegeben, daß dieses Verhalten zur Erklärung des Unterschiedes zwischen Zug- und Biegezugfestigkeit herbeigezogen werden kann. Zum Schlusse wird ein Weg angedeutet, wie man diese Bruchtheorie erweitern könnte mit den üblichen Hypothesen in Zusammenhang bringen könnte. Unter aller- möglichsten weitgehenden Voraussetzungen, daß die Inhomogenitäten eines Materials durch das Vorhandensein sehr vieler unregelmäßig verteilter kleiner Risse sich charakterisieren ließen, daß die Risse so klein seien, daß man in ihrer Umgebung die Spannungs- komponenten als konstant ansehen könnte, und daß die durch die Risse hervor- gerufenen Spannungserhöhungen sich gegenseitig nicht merklich beeinflussen, kommt man zu einer Bedingung für das Eintreten des Bruches, die auf eine Kombination der Bedingung der größten Spannung und jener der größten Hauptspannungsdifferenz hinausläuft. K. WOLF.

W. L. Bragg und K. Weissenberg. Röntgenographische Bestimmung der Struktur von Harnstoff und des Zinntetrahydrids. ZS. f. Phys. 16, 1—22, 1923, Nr. 1. In einer kurzen historischen Einleitung und einer Charakterisierung der verwendeten Methode teilen die Verf. mit, wie sie mit Hilfe der Polanyischen Schicht- dickenbeziehung das Gitter des Harnstoffs bestimmt haben. Durch Drehdiagramme um tetragonale und um die digonale Achse wurden die Identitätsperioden in diesen Richtungen direkt gemessen. Aus den beiden Achsen  $c = 4,70$ ,  $a = 5,63$  ergibt sich die Zahl der im Elementarkörper befindlichen Moleküle zu zwei. Weitere Drehdiagramme um  $[110]$  und  $[111]$  führten zur Bestimmung der Translationsgruppe, die durch einen einfach primitiven Elementarkörper charakterisiert ist. Zur Bestimmung der Raumgruppe wurde an Hand der Tabellen von P. Niggli die Statistik der Auslöschungen herangezogen. Es konnte ohne Zuhilfenahme physikalischer Indizien lediglich aus der Bruttoformel und den Röntgendiagrammen die chemische Strukturformel sichergestellt werden. Es ergab sich, daß die Harnstoffmolekel die Eigensymmetrie  $C_{2v}$  hat und abgesehen von den Atomen eben ist; auch die Eigensymmetrie des C-Atoms ist  $C_{2v}$ , die Doppel- bindung C=O liegt auf der digonalen Achse, die beiden C-N-Bindungen in einer



$\varphi$  vor ihr fliehende Flüssigkeitsmasse und dann in entgegengesetzter Richtung selbe Weglänge durch ruhende Flüssigkeit mit der Geschwindigkeit  $v$ . Die zweite legt den gleichen und gleichgerichteten Weg im Vakuum hin und zurück mit der Geschwindigkeit  $c$ . Die den Geschwindigkeiten  $v$  und  $v'$  entsprechenden Brechungsindizes seien  $n$  und  $n'$ ,  $nv = n'v' = c$ . — Bewegt sich der ganze vorher ruhende Apparat mit der Geschwindigkeit  $\varphi$  durch den Äther, so ändert sich für einen mitbewegten Beobachter nichts außer der belanglosen Reihenfolge, in der ruhende und bewegte Flüssigkeiten durchlaufen werden. — Für einen nicht mitbewegten Beobachter kürzen sich, wenn die Relativitätstheorie gilt, erstens die durchlaufenen Wege. Zweitens ist dies nach dem Verf. belanglos, da ihr Verhältnis zueinander sich nicht ändert. Außerdem ändere sich die Zeit, die jede Welle zum Durchlaufen ihres Weges braucht. Als Bedingung für die gleiche Lage der Interferenzstreifen (conservation of fringe position) erhalte man mittels bekannter Formeln

$$\frac{n+n'}{2} \cdot \frac{2}{(1-\varphi^2/c^2)} = \frac{n'}{(1-n'\varphi/c)} + \frac{n}{(1+n\varphi/c)}$$

Daraus die Fresnelsche Formel.

E. KRETSCHMANN.

F. G. Swann. Electric fields due to the motion of constant electromagnetic systems. Phil. Mag. (6) 45, 1191—1192, 1923, Nr. 270. Fortsetzung des Aufsatzes mit Barnett über unipolare Induktion (diese Ber. 1, 1503, 1920).

E. KRETSCHMANN.

William S. Kimball. (Introduced by H. M. Randall.) Scattering of particles from an Einstein center. Phys. Rev. (2) 21, 387, 1923, Nr. 3. Führt man statt des Coulombschen Gesetzes ein dem Kraftgesetz im Einstein-Schwarzschildschen Gravitationsfeld genau nachgebildetes Gesetz ein, so ergibt sich eine etwas andere, für größere Winkel größere Zerstreuung eines Stroms von Punktladungen, der auf feste Abstände trifft, als nach „Rutherfords klassischer Formel“. Doch sind die von Rutherford und Marsden beobachteten Abweichungen vielmals größer. E. KRETSCHMANN.

Stav Mie. Das elektrische Feld eines schweren, elektrisch geladenen Teilchens, das um ein Gravitationszentrum kreist. Ann. d. Phys. (4) 70, 557—557, 1923, Nr. 7. [S. 1160.]

Einstein. Zur allgemeinen Relativitätstheorie. Berl. Ber. 1923, S. 32—38, 1923/4/7. [S. 1153.]

Einstein. Bemerkung zu meiner Arbeit „Zur allgemeinen Relativitätstheorie“. Berl. Ber. 1923, S. 76—77, Nr. 12/14. [S. 1153.]

Åström. Zur Prüfung der allgemeinen Relativitätstheorie an der Beobachtung. Naturwissensch. 11, 316, 1923, Nr. 17. [S. 1157.]

Meurer. Ein elementares Verfahren, die relativistischen Aberrationsgesetze unmittelbar aus dem Diagramm der Aberration abzulesen. ZS. f. Math. u. naturw. Unterr. 54, 95—96, 1923, Nr. 2. [S. 1158.]

Croze. Remarques sur les observations relatives au déplacement vers le rouge des raies de Fraunhofer. Journ. de phys. et le Radium (6) 4, 192 S. 1923, 1923, Nr. 3. [S. 1157.]

Friedrich Kottler. Maxwellsche Gleichungen und Metrik. Wien. Ber. 131, 119—146, 1922, Nr. 2. Vgl. diese Ber. 3, 670, 1922. [S. 1151.] E. KRETSCHMANN.

Physikalische Berichte. 1923.



**G. Ising.** Mikroskopavläsning vid galvanometrar och elektrometer. Fysisk Tidskrift **20**, 121—122, 1922, Nr. 4. Verf. erwähnt eine Methode, die Genauigkeit, die man bei mikroskopischer Ablesung eines Galvanometers oder Elektrometers erreicht, zu erhöhen. Er benutzt einen dünnen Quarz- oder Wollastonfaden als Ziel, welcher stark beleuchtet und durch ein Mikroskop mit starker Vergrößerung betrachtet wird. Als Okular dient ein ganzes Mikroskop. In dem Gesichtsfelde sieht man Beugungsstreifen, und einer von diesen wird als Index benutzt. Die Ablesegenauigkeit ist im Verhältnis zur Ablesung der Kante eines Zeigers im Mikroskop fünfmal vergrößert. Man kann eine Vergrößerung von 800 bis mehreren Tausenden verwenden. J. O.

**G. J. Elias en J. G. W. Mulder.** Over het gebruik der Braun'sche Röhre. Physica **3**, 143—150, 1923, Nr. 5. Es ist bekannt, daß die Braunsche Röhre einen kleineren und lichtstärkeren Fluoreszenzfleck zeigt, wenn man ein magnetisches Feld anbringt in der Richtung des Kathodenstrahlbüschels. Die Verf. berechnen den Einfluß dieses Feldes auf ein kegelförmiges Büschel ohne Berücksichtigung gegenseitigen elektrostatischen Ablenkung der Elektronen. Erst behandeln sie den Fall, daß das Feld über die ganze Länge der Elektronenbahnen wirkt. Der Fleck wird dann kleiner als ohne Feld, bei bestimmten Feldstärken sogar verschwindend klein. (Der Verlauf der Fleckgröße mit der Feldstärke ist wie derjenige der bekannten Funktion  $\frac{\sin \Theta}{\Theta}$  mit  $\Theta$ .) Auch wenn die Röhrenspannung, also die Elektronengeschwindigkeit nicht konstant ist, ist der Fleck mit Feld kleiner als ohne Feld. Weiter berechnen Verf. den Einfluß des Feldes, wenn die Achse des Büschels senkrecht steht auf die Richtung des Feldes. Auch hier wird der Fleck kleiner, wenn die Röhrenspannung konstant ist. Ist das nicht der Fall, so zeigt jetzt der Fleck eine kometenschweifartige Vergrößerung. Man soll also immer darauf achten, daß das Feld die Richtung der Achse des Büschels hat. Wirkt das Feld nicht über die ganze Länge der Elektronenbahnen, so ist der Einfluß selbstredend ein geringerer. Die Verkleinerung des Flecks ist fast immer gering, weil man den größten Teil der Röhrenlänge für das Anbringen der elektrischen oder magnetischen Felder senkrecht auf der Röhrenachse braucht und also nur eine geringe Länge für das axiale magnetische Feld zur Verfügung bleibt. KOLKME

**Ferd. Scheminzky.** Ein neues Induktorium für Leitfähigkeitsmessungen mit Wechselstrombetrieb. ZS. f. phys. Chem. **104**, 349—353, 1923, Nr. 5 6. Verf. hat einen Apparat für Leitfähigkeitsmessungen konstruiert, welcher an jede Leitung von Wechsel- oder Drehstrom von 110 oder 220 Volt angeschlossen werden kann, und im Sekundärkreis dennoch keinen Wechselstrom von Sinusform liefert, sondern einen dem Faradayschen ähnlichen Strom erzeugt. Die Glimmlicht-Gleichrichterröhre hat ungleichmäßig ausgebildete Elektroden, welche sich in einer Edelgasatmosphäre befinden. Sie üben auf den hindurchfließenden Wechselstrom eine Verformung aus, indem sie den Strom in einer Richtung passieren lassen, ihn in die andere Richtung sehr stark schwächen, so daß an der Stromkurve nur eine kleine Zacke zu sehen ist. Der Strom, welcher die Primärspule des Transformators durchfließt, ist also ein ruckweiser Gleichstrom; die Röhre arbeitet völlig geräuschlos. R.

**Wilhelm Geyger.** Frequenzwandler zur Erweiterung des Meßbereiches von Frequenzmeßgeräten. Elektrot. ZS. **44**, 565—568, 1923, Nr. 24. Es wird der Vorschlag gemacht, zur Erweiterung des Meßbereichs von Frequenzmeßgeräten geeignete bemessene Frequenzwandler zu verwenden. Beigefügte Abbildungen nebst

ungen zeigen Beispiele ausgeführter Frequenzwandler, welche für Frequenzungen in Verbindung mit Zungenfrequenzmessern bestimmt sind, welche aber zu anderen Zwecken in der elektrischen Meßtechnik oft mit Vorteil benutzt werden können.

SCHEEL.

Wolff. Ein neuer Frequenzmesser für schwache Tonströme. Jahrb. f. Tel. Telegr. 15, 321—326, 1920, Nr. 4.

SCHEEL.

Volde. Über die beim Strömen in Röhren erzeugte elektrische Erregung von Benzin. Arb. a. d. pharmazeut. Inst. d. Univ. Berlin 12, 49—56, 1921. Die setzt seine Strömungsversuche mit Benzin (Ber. d. D. Chem. Ges. 47, 3239, 1914; ZS. f. Elektrochem. 22, 1 u. 915, 1916) fort. Methodik: Benzin strömt unter bis 2 Atm. Druck in ein isoliertes Gefäß, die Aufladung wird mit einem Elektrometer gemessen. Die dabei auftretenden elektrischen Ladungen rühren von der Reibung an den Wänden, nicht vom sogenannten Wasserfalleffekt her [Lenard, Ann. Phys. (4) 47, 463, 1915]. Das ausfließende Benzin gibt seine Aufladung sofort an die Gefäßwände ab trotz seiner geringen Leitfähigkeit. Hohe Lufttrockenheit ist ein wichtiger Faktor bei der Entstehung der Aufladungen, die Temperatur hat dagegen geringen Einfluß. Die von den festen Isolatoren abgeleitete Vorstellung, daß der flüssige Isolator seine Ladung nur an eine metallische Umkleidung abgibt, ist für flüssigen Isolatoren nicht gültig.

\*\*BEUTNER.

Guye. Sur l'extension de la loi de Paschen aux fluides polarisés. Séances Soc. de phys. de Genève 39, 21—22, 1922, Nr. 1. Vgl. C. E. Guye: Ber. 174, 445—448, 1922, Nr. 7. Referat in diesen Ber. 3, 1320, 1922, Heft 24. R. JAEGER.

Fachsmuth (nach Versuchen von G. Messtorff). Über eine Methode zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten flüssiger Körper mit Hilfe von Resonanzerscheinungen freischwingender Spulen. Verh. d. D. Phys. Ges. 3, 1922, Nr. 1. Ein Blondlotscher Schwingungskreis wurde durch verstellbare austauschbare Endplatten in weitem Bereich veränderlich gemacht. In loser Verbindung hing darüber an Seidenfäden in drei Windungen eine kurze Drahtspule mit 28,5 cm Drahtlänge, einer Ganghöhe von 0,6 cm und einem Spulendurchmesser von 3 cm, so daß bei einer Drahtdicke von 0,3 cm die Gesamthöhe 1,2 cm betrug. Der Drude (Ann. d. Phys. 9, 293, 1902) berechnet sich dann die Eigenschwingungslänge der Spule zu  $\lambda/2 = 47,8$  cm. Die Spule wurde durch den Erregerkreis zu Resonanz erregt, diese mit Heliumröhre festgestellt und nun die Wellenlänge des Erregers mit einem an die Stelle der Spule gebrachten Lecherschen Drahtpaar gemessen. Es ergab sich  $\lambda/2$  zu 46,7 cm. — Um Dielektrizitätskonstanten von Flüssigkeiten mit dieser Anordnung zu bestimmen, ließ man die Spule nunmehr in ein Gefäß von solcher Breite eintauchen, daß eine Vergrößerung des Gefäßes keine Änderung der Schwingungsdauer mehr hervorrief. Die neue Eigenschwingung wurde wieder wie oben eingestellt und sodann bestimmt. — Gemessen wurde Petroleum (2,15), Äther (7,47), Äthylalkohol (24,07), destilliertes Wasser (76,3). Von besonderem Interesse sind die Dielektrizitätskonstante verflüssigter Gase: Flüssiger Sauerstoff 1,51, flüssiger Stickstoff 1,58 und flüssige Luft 1,56. — Die als Dissertation gedruckte, aber an keiner Stelle referierte Arbeit war bei Kriegsausbruch gerade fertig; Herr Messtorff war der erste Doktor der Universität Frankfurt.

R. JAEGER.

Keller. Neue Dielektrizitätskonstanten. Biochem. ZS. 136, 163—168, 1922, Nr. 1/3. Verf. kann seine früher geäußerte Ansicht, daß die Dielektrizitätskonstante eine physiologische Bedeutung hat, jetzt durch neue Messungen belegen.

(welche von R. Fürth ausgeführt sind). Dabei ergibt sich z. B., daß weiße Substanz eine Dielektrizitätskonstante von 90 hat (Wasser 81,7), Nervensubstanz (Opticus vom Rind)  $< 86$ , Globulinfraktion des Serums 85,2. Verf. schließt hieraus, daß die Fibrillen des Achsenzylinders eine Dielektrizitätskonstante von etwa 90 haben müßten, da bei den genannten Messungen auch Zellen von jedenfalls kleiner Dielektrizitätskonstante mitgemessen werden, doch läßt sich dies nicht direkt erweisen. Untersucht werden auch Süßstoffe; dabei zeigt sich, daß Saccharin in  $\frac{1}{4}$  Proz. die Dielektrizitätskonstante des Wassers auf 89,5 erhöht, wozu der Zusatz sie wieder erniedrigt. Verf. führt aus, daß die Dielektrizitätskonstante nur die elektrolytische Dissoziation, sondern auch die Reaktionsgeschwindigkeit beeinflußt.

\*\*R. B.

**O. E. Frivold.** Elektrostriktion in Gasen. Fysisk Tidsskrift 20, 119, 1922, Nr. 4. Referat über eine Veröffentlichung des Verf. in Phys. ZS. 22, 603, 1921. J. C.

**W. Palmær.** Om några av blysuperoxidens fysikaliska egenskaper. Fysisk Tidsskrift 20, 119—120, 1922, Nr. 4. Der Verf. hat durch Elektrolyse  $PbO_2$  in verschiedenen Zuständen und kompakter Form hergestellt. Er hat die spezifische Leitungsfähigkeit bei 0° gleich 11300 gefunden, welche größer ist als die des Quecksilbers, und zwar so groß ist wie die von anderen Forschern für pulverförmiges Material bestimmte Werte. Die Leitungsfähigkeit ist von metallischem Charakter und nimmt mit 0,08 Proz./Grad ab. Das spezifische Gewicht ist bei 20° 9,36, die Härte 5 bis 6, der lineare Ausdehnungskoeffizient etwa  $6 \cdot 10^{-6}$ . J. C.

**A. Partzsch.** Über den Anodenfall und die Abhängigkeit des Gradienten von der Stromstärke. ZS. f. Phys. 15, 287—306, 1923, Nr. 4/5. Der Verf. sucht zunächst die Druckabhängigkeit des Anodenfalls in Quecksilberdampf, Wasserstoff und findet in beiden Gasen ein Anwachsen des Anodenfalls, wenn der Druck unter etwa 0,3 bzw. 0,1 mm erniedrigt wird. So beträgt bei einer Stromstärke von 1 Amp. (Stromdichte 0,25 Amp./qcm) der Anodenfall an einer Graphitanode 0,002 mm 13 Volt, bei 0,29 mm 4,9 Volt und bei 0,45 mm 4,53 Volt. Als niedriger Wert wurde bei 2,92 Amp. und 0,35 mm Druck ein Anodenfall von 4,01 Volt gemessen. Es zeigt sich bei gleichbleibendem Druck ein Abfall des Anodenfalls mit wachsender Stromstärke bzw. mit wachsender Anregungsdichte des Quecksilberdampfes. Als Grenzwert des Anodenfalls in Quecksilberdampf wird der Wert  $2P = 3,7$  Volt in Übereinstimmung mit einer Arbeit von H. Schüler (ZS. f. Phys. 14, 32, 1923) angesehen. Nach den in der Literatur mitgeteilten Beobachtungen liegt ein Grenzwert des Anodenfalls bei  $1s = 2,69$  Volt, der aber wohl nur möglich ist, wenn die Anode im Kathodenbüschel des Quecksilberlichtbogens liegt. Bei geringer Stromstärke ergeben sich ferner Anodenfälle, die in der Nähe von  $1S = 10,39$ ;  $2p_3 = 5,52$  und  $2p_2 = 5,52$  Volt liegen. In Wasserstoff wurden bei niedrigen Drucken Anodenfälle bis über 100 Volt gemessen, über 0,2 mm ist der Anodenfall in Wasserstoff konstant und beträgt im Mittel 17,6 Volt, ist also um 1,2 Volt größer als die Ionisationsspannung des Wasserstoffmoleküls. — Der Anodenfall in Argon und Neon nähert sich mit wachsender Stromstärke der niedrigsten Anregungsspannung, während bei geringer Stromstärke der Anodenfall gleich der Ionisationsspannung dieser Gase ist. In Argon ergeben sich z. B. an einer Platinanode bei hoher Stromstärke Anodenfälle zwischen 11,0 bis 11,6 Volt, in guter Übereinstimmung mit der niedrigsten Anregungsspannung des Argons (11,55 Volt nach Hertz). An Graphitanoden und an Platinanoden mit langer vorgelagerter positiver Säule zeigten sich wesentliche Abweichungen obigen Wertes. Setzt man, wie im Quecksilberdampf, den Anodenfall

der Differenz zwischen Ionisierungsspannung und Anregungsspannung, so müßte Anodenfall in Argon bis auf  $15,3 - 11,55 = 3,75$  Volt fallen können. Der niedrigste beobachtete Wert des Anodenfalls in Argon war 5,8 Volt, also noch weit von 3,75 Volt entfernt. Die abnorm niedrigen Werte traten im Gegensatz zu den Messungen in Silberdampf nicht bei der höchsten, sondern bei mittleren Stromdichten ein. — Gleichzeitig wurde der Gradient in Argon in Abhängigkeit von der Stromstärke gegeben. Es zeigte sich, daß bei großen Stromstärken an der Anode ein Überschuß positiven Ionen erzeugt wird, so daß sich in der vorgelagerten positiven Säule niedrigerer Gradient als in den weiter entfernten Teilen derselben einstellen kann. 39 mm Druck ließ sich der Gradient  $X$  in einer 2 cm weiten Entladungsröhre in  $X = 0,664 + \frac{0,067}{0,0193 + i}$  ( $i$  in Ampere,  $X$  in Volt/cm) darstellen, in einem Argon-Stickstoffgemisch von 1,57 mm Druck (Teildruck des Stickstoffs 0,471 mm) in  $X = 4,58 + \frac{0,284}{0,0197 + i}$ . Eine Beziehung von der Form  $X = a + \frac{b}{c + i}$  paßt also den Gradient befriedigend dar. Die Konstante  $c$  scheint nach den bisherigen Versuchen von Gas und Druck ziemlich unabhängig zu sein. — In obigem Argon-Stickstoffgemisch ergab sich ein Anodenfall vor 19 Volt, um 2 Volt größer als Ionisierungsspannung des Stickstoffs.

PARTZSCH.

**Compton.** Theory of Ionization by Cumulative Action. Phys. Rev. 49, 421, 1922, Nr. 4. Kurze Inhaltsangabe der in diesen Ber. S. 664 referierten Arbeit.

MINKOWSKI.

**Compton.** Remarks on Ionization by Cumulative Action. Phil. Mag. 3, 531—537, 1922, März, Nr. 255. Der Inhalt der Arbeit deckt sich mit Teilen in diesen Ber. S. 664 referierten. Außerdem wird auf kritische Bemerkungen von Horton und A. C. Davies zu Experimenten des Verf. erwidert.

MINKOWSKI.

**K. Robertson.** Die elektrodenlose Entladung in Jod und Wasserstoff. Proc. Trans. Roy. Soc. Canada (3) 16 [3], 151—155, 1922. Verf. untersucht die Abhängigkeit elektrodenloser Ringentladungen von der Intensität. Im  $J_2$  findet bei geringer Intensität ein fahlgelbes Leuchten, das im Spektroskop zusammenhängende Bänder zeigt; beim Wechseln der Intensität tritt plötzlich ein fahlgrüner auf, der ein Linienspektrum mit schwachem Hintergrund hat, offenbar ein Resultat der Dissoziation. Beim  $H_2$  folgen mit zunehmender Intensität vier verschiedenfarbige Erscheinungen aufeinander: 1. eine weißliche, in der die Balmerlinien fehlen, 2. eine fleischfarbene, in der Balmer- und Viellinienspektrum stark entwickelt sind, 3. eine rote, in der  $H_\alpha$  und  $H_\beta$  relativ sehr stark sind und ein Teil des roten Spektrums fehlt, und 4. eine blaue, in der nach Masson das Viellinienspektrum völlig fehlt und  $H_\beta$  stärker als  $H_\alpha$  ist. Eine genügende Erklärung dieser Erscheinungen kann Verf. nicht geben.

\*REGLIN.

**Wüchardt.** Über die Umladungen von Wasserstoffkanalstrahlen. Ann. Phys. (4) 71, 377—423, 1923, Nr. 14. Die Umladungsweglängen von homogenen Wasserstoffatomkanalstrahlen in Wasserstoff, Stickstoff und Sauerstoff werden einer systematischen Untersuchung unterzogen und die Gründe der bisherigen Unstimmigkeiten teils auf die bisher nicht berücksichtigte Ausdehnung der benutzten elektrischen und magnetischen Felder, teils auf den Einfluß des Dampfresiduums zurückgeführt. Verschiedenen von W. Wien, Königsberger und Kutschewski und Rüttenauer benutzten Meßverfahren werden kritisch verglichen. Die wesentlichen Ergebnisse



der Messungen sind: Die mittleren Umladungsweglängen sind dem Druck proportional. Die neutrale freie Weglänge ist wesentlich größer als die positive. Die neutrale Weglänge nimmt etwas zu mit abnehmender Geschwindigkeit und ist in Wasser größer als in Sauerstoff und Stickstoff. Die positive freie Weglänge nimmt stark mit zunehmender Geschwindigkeit und ist in Wasserstoff, Sauerstoff und Stickstoff nur wenig verschieden. Die Umladungswirkungssphären werden berechnet. Am Schluß folgen einige Betrachtungen über den Zusammenhang zwischen Umladung und Lichterregung im Anschluß an frühere Versuche von L. Vegard. Rüch

**W. E. Ringer.** Observations relatives au rayonnement de sels de potassium et sur la question de savoir si le caesium aussi est radioactif. *Revue néerland. de physiol. de l'homme et des anim.* 7, 431—440, 1922. J. J. Thorpe und J. J. Thorpe (Phil. Mag. (6) 10, 584, 1905), daß Kalium und Rubidium Elektronen emittieren, ohne vorher belichtet zu sein, und im folgenden Jahre zeigten N. R. Campbell und A. Wood, daß durch die Strahlung Luft ionisiert wird (Proc. Cambr. Soc. 14, 1916; 14, 211, 1907; 15, 11, 1909). Diese Elemente zählen also zu den radioaktiven. In der Reihe der Elemente Ca, Sr, Ba, Ra ist nur dasjenige mit höchstem Atomgewicht radioaktiv, in der Reihe Li, Na, K, Rb, Cs ist es von den ersten vier leichtesten Elementen erwiesen. Beim Cäsium wurde wohl auch hin und wieder, jedoch nicht mit Sicherheit, eine Radioaktivität angegeben. Physiologisch benimmt sich nun das Cäsium wie ein radioaktives Element, dessen Aktivität derjenigen des Kaliums gleichkommt, aber physikalisch hat sich diese Aktivität noch nicht als dem Cäsium zugehörig bestätigen lassen. Verf. reinigt das Präparat von Kahlbaum CsCl und benutzt eine besonders exakt ausgeführte Ionisationskammer mit geringem Plattenabstand zum Nachweis einer etwa vorhandenen Radioaktivität. Er findet, daß diese 90 mal kleiner sein würde, als die des Kaliums, wenn die Elektrometerausschläge in Betracht gezogen werden könnten, glaubt jedoch, daß auch diese Ausschläge auf Verunreinigungen zurückzuführen sind. Die Reinigung erfolgt durch Erzeugen von Niederschlägen von  $\text{Fe}(\text{OH})_3$ ,  $\text{CuS}$ ,  $\text{BaSO}_4$  in den Cäsiumlösungen. In derselben Kammer werden mehrere Kaliumsalze untersucht, ob die Gegenwart von Fe in den Verbindungen eine Störung hervorruft, die Strahlung ist stets proportional der vorhandenen Kaliummenge. Die Kaliumverbindungen werden des weiteren mit dünnen Folien von Aluminium, Kupfer, Zinn, Nickel, Zink bedeckt. Die Wirkung auf das Elektrometer wird auf etwa drei Viertel herabgemindert. Verf. hält es für untersuchenswert, ob die färbende Substanz des Blutes nicht von besonderer Bedeutung für die Strahlung ist und macht sich zum Ziel, die Strahlung eines intakten roten Blutkörperchens in gleicher Weise zu messen. \*\*\*

**A. Becker.** Zur Methodik der Emanationsmessung. *Strahlentherapie* 16, 383—388, 1923, Nr. 3. Der Verf. beschreibt eine neue Form des von ihm angegebenen Emanometers. Das Meßprinzip ist dasselbe wie früher. Der zylindrische Ionisationsraum ist bei dem neuen Instrument mit einem Vorraum verbunden, der durch einen in sich zurücklaufenden Doppelschlangenhahn aus Glas besitzt, welcher um den Zylinder herumgelegt ist. Das Volumen des Vorraums beträgt 1,5 Liter, das des Zylinderkondensators 3 Liter. Der Meßraum läßt sich evakuieren, ebenso wie der Vorraum. Bei der Messung werden zuerst Vor- und Meßraum evakuiert, dann die zu messende Emanation im Vorraum gesammelt, das Elektrometer auf einen bestimmten Teilstrich eingestellt, die Emanation durch Öffnen eines Hahnes in den Ionisationsraum übergeführt und die Messung begonnen. Der Normalverlust wird in der üblichen Weise in Abzug gebracht. Sogleich nach der Messung wird die Emanation wieder durch Auspumpen entfernt. Ausführlich diskutiert der Verf. die Fehler, die bei

ung eintreten können und zeigt an einer Meßreihe mit bekannten Emanations-  
gen, daß das Verfahren einwandfrei arbeitet. Als Elektrometer können sowohl  
statische wie heterostatische Instrumente verwendet werden. P. LUDEWIG.

**Doelter.** Weitere Mitteilungen über Farbenveränderungen von Mine-  
en durch Strahlungen. Centralbl. f. Min. 1923, S. 321—324, Nr. 11. Der Verf.  
reibt Versuche über die Farbänderung von Kunzit von Madagaskar, Apatit,  
stlichem Quarz, Amethyst und Flußspat. Es werden Stücke verschiedener Her-  
ft der genannten Mineralien mit Radiumstrahlen bestrahlt und die Farbänderungen  
itativ festgestellt und Angaben über die Lumineszenz der bestrahlten Stücke gemacht.  
Einzelheiten lassen sich im kurzen Auszug nicht wiedergeben. P. LUDEWIG.

**F. Lindman.** Om resultaten av några försök rörande Hertz'ska vågor.  
isk Tidsskrift 20, 116—117, 1922, Nr. 4. [S. 1196.] J. OLSEN.

**ry Taylor.** Note on the Low-Frequency Voltage Factor of an Oscilla-  
g Triode. Electrician 87, 205—206, 1921, Nr. 2256. SCHEEL.

**ter Schallreuter.** Über Schwingungserscheinungen in Entladungs-  
ren. Mit 14 Abbildungen. IV u. 39 S. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn  
-Ges., 1923. Inhalt: 1. Einleitung; 2. Geschichtliche Übersicht; 3. Die Vor-  
uche; 4. Vergleichende Messungen über die Abhängigkeit der Schwingungsenergie  
der Edelgasart und dem Druck; 5. Die Spitzen- und Entladungsspannungen des  
densators bei Schwingungen zweiter Art; 6. Nebenerscheinungen; 7. Zusammen-  
ung der Versuchsergebnisse. SCHEEL.

**stalö.** Détermination de la résistance et de la self-induction des  
ines en haute fréquence. Journ. de phys. et le Radium (6) 4, 219 S, 1923,  
4. Die Kirchhoffsche Methode zur Untersuchung der Ausbreitung elektrischer  
len an geraden Drähten wird auf Spulen übertragen; die zu untersuchende Spule  
wingt frei und wird durch einen fremden Oszillator erregt, während eine kleine  
fspule mit Detektor und Verstärker an ihr entlang geführt wird. Es wird gefunden,  
sich neben der Grundschwingung eine Reihe von Oberschwingungen ausbildet,  
n Frequenz langsamer steigt als ihre Ordnungszahl. — Wenn die Frequenz des  
genden Oszillators in die Nähe der Eigenschwingung der Spule kommt, wird  
rseits ihre Selbstinduktion durch Skin-Effekt und ungleichförmige Stromverteilung  
rs des Leiters vermindert, andererseits wird sie durch die Windungskapazität  
ht. Bei einlagigen Spulen überwiegt der erste Effekt, bei mehrlagigen Spulen  
egen der zweite. SAMSON.

**W. L. Hartley.** Relations of carrier and side-bands in radio trans-  
missions. Proc. Inst. Radio Eng. 11, 34—56, 1923, Nr. 1. Die mathematische Analyse  
r durch Aufprägung einer „Signalwelle“ veränderten „Trägerwelle“ (Grundwelle  
s Sendekreises) zeigt, daß die resultierende „modulierte Welle“ im allgemeinsten  
e besteht aus einem Summanden von der Trägerfrequenz und einer Summe un-  
ich vieler Terme von den Frequenzen, welche bei Zerlegung des Signals in  
rier-Reihen auftreten, und welche sich als obere und untere „Seitenbanden“  
metrisch um die Trägerfrequenz gruppieren. Die mathematische Behandlung der  
roduktion der Signalwelle auf der Empfangsseite zeigt, daß die Aussendung nur  
er Seitenbande genügt, wobei die andere durch geeignete elektrische Filter zurück-  
alten ist. Die dabei erzielte Verkleinerung des ausgesandten Frequenzbereiches  
von großer Bedeutung für einen störungsfreien Betrieb. Schließlich kann man

sogar auf der Sendeseite noch die Trägerwelle selbst unterdrücken und sie auf Empfangsseite durch einen lokalen Oszillator wieder einführen. Diese Art des Empfangens heißt Homodyne-Empfang. Jene Unterdrückung der Senderträgerwelle dadurch erreicht, daß in einem System gegeneinander ausgeglichener Kreise die Trägerwelle auf die Gitter zweier Vakuumröhren mit derselben, der Signals gegen mit entgegengesetzter Phase einwirkt. Der Homodyne-Empfang zeigt Vorteile einer wesentlichen Ersparnis von Sendeenergie, einer Steigerung der Empfangslautstärke durch Erhöhung der Intensität des Hilfssenders und weitgehender Befreiung. — Es werden nunmehr Gleichungen abgeleitet zur Ermittlung der Verzerrungen der reproduzierten Wellen in Abhängigkeit von den unvermeidbaren Verzerrungen der modulierten Welle, mit dem Ergebnis, daß im allgemeinen Amplitude und Phase in der reproduzierten Komponente abhängt von Amplitude und Phase der entsprechenden Komponenten in den Seitenbändern und von der Phase der Trägerwelle. Der Effekt verschiedener typischer Verzerrungen wird dabei untersucht sowohl für das Aussenden einer als auch beider Seitenbänder und ebenso für Frequenz- und Phasenänderungen des lokalen, die Trägerwelle wiederherstellenden Senders der Empfangsstation. Das letztere ist besonders wichtig, da ein absoluter Synchronismus von lokaler Trägerwelle und der unterdrückten Trägerwelle des fernen Senders nie zu erreichen ist. Es zeigt sich dabei, daß die resultierende Verzerrung des Signals bei der Telephonie stärker ist, wenn beide Seitenbänder verwendet werden, dagegen für die Telegraphie, wenn nur eine gebraucht wird. Es wird ferner gezeigt, daß das Empfangssignal die doppelte Stärke hat, wenn beide Seitenbänder gesendet werden, als wenn dieselbe Sendeenergie in eine Seitenbande konzentriert wird.

SÄNGER

**Chas. T. Knipp and Hugh A. Brown.** Alkali vapor detector tubes with variable spacing of the electrodes. Phys. Rev. (2) **21**, 387, 1923, Nr. 3. Bericht über Detektoren, die mit Alkalidampf gefüllt sind und bewegliche Elektroden besitzen.

MÜHLER

**P. D. Lowell.** An electron tube amplifier using 60-cycle alternating current to supply power for the filaments and plates. Scient. Pap. Bureau of Standards **18**, 345—352, 1922, Nr. 450. Die Schwierigkeiten, die die Heiz- und Anodenbatterie bei Verstärkern machen, umgeht der Verf. durch Verwendung von Wechselstrom aus einem Starkstromnetz. Der beschriebene Verstärker besitzt drei Röhren für Hochfrequenzverstärkung, einen Kristalldetektor und zwei Röhren für die Niederfrequenzverstärkung. Von der Verwendung einer Detektorröhre wurde abgesehen, weil dadurch störender Wechselstrom in den Gleichrichtervorgang eingeführt wird. Am Wechselstromnetz liegt ein Transformator mit mehreren getrennten Wicklungen: eine für die Heizung sämtlicher Verstärkerröhren, eine für die Heizung des Gleichrichters, der mit Hilfe einer weiteren Wicklung die Anodenspannung für alle Röhren liefert. Dieser ist eine normale Röhre, deren Gitter und Anode miteinander geschlossen sind. Zum Glätten des Gleichstroms ist ein Kondensator von  $10\mu\text{F}$  vorgesehen. Die Gittervorspannungen werden mittels zweier Spannungsteiler, die an den Heizdrähten liegen, sorgfältig eingestellt. Das noch vorhandene Wechselstromgeräusch stört nur bei sehr schwachem Empfang.

MÜHLER

**L. W. Austin.** Receiving measurements and atmospheric disturbances at the United States Naval Radio Research Laboratory, Bureau of Standards, Washington, September and October, 1922. Proc. Inst. Radio Eng. **11**, 1923, Nr. 1. In Tabellenform werden gegeben die im September und Oktober in Washington beobachteten Feldintensitäten in Mikrovolt pro Meter, welche bei

wurden durch die drahtlosen europäischen Signale von der Lafayettestation (Paris,  $\lambda = 23,4$  km) und von Nauen ( $\lambda = 12,5$  km). Es zeigt sich ein deutlicher Rückgang der Erscheinung des fast vollständigen Verschwindens der Signale am Nachmittag, was für die Sommermonate charakteristisch war. Gleichzeitig zeigt sich, daß dieses Verschwinden auf der kleineren Welle länger anhält, auf welcher es früher (Mai) bemerkbar wurde. Den Werten der Signalintensität sind die entsprechenden Werte der atmosphärischen Störungen beigelegt. SÄNGEWALD.

**Morecroft.** Further Discussion on „Resistance and capacity of coils at radio frequencies“. Proc. Inst. Radio Eng. 11, 57—58, 1923, Nr. 1. Zwei Briefe an die Press und G. Breit im Anschluß an die genannte Arbeit (Proc. Inst. Radio Eng. 10, 287, 1922, Nr. 4), die sich auf eine Formel über die verteilte Kapazität von Induktionsspulen beziehen. SAMSON.

**W. F. Craft, L. F. Morehouse and H. P. Charlesworth.** Machine Switching Telephone System for Large Metropolitan Areas. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 42, 327—334, 1923, Nr. 4. Die Grundzüge der automatischen Telephonie für große Städte werden an Hand der neuen 500teiligen Stangenwähler der Western beschrieben. Der Wähler ist gekennzeichnet durch Anrufsucher, Register (Sender, der die in der Mitteilung gegebenen Impulse entsprechend den größeren Wählern umformt), Gruppenwähler, Gruppenwähler. Die beschränkte Zahl von Registern wird durch einen Sender, der den Anrufsuchern und Gruppenwählern zugeordnet. Ein 11teiliger Steuerapparat dient zur Ausführung der verschiedenen Schaltbedingungen. — Die 500teiligen Wähler werden durch Zentralmotor angetrieben und die Stangen durch Magnetkuppelung gekuppelt. Die Kontaktarme werden frei bewegt und nach Erreichung des Laufes auf die Segmente geschaltet. Ihre Bewegungen werden dadurch kontrolliert, daß die Impulse bei der Bewegung ausgesandt werden, welche im Sender gezählt und mit der im Sender eingestellten Impulszahl verglichen werden. — Bei Verträgen von Hand- und automatischen Ämtern wird der Anruf von einem automatischen Amt auf ein Zahlentableau aufgenommen und dann in der üblichen Weise weiterbehandelt. — Von einem Handamt zum automatischen Amt werden die Impulse durch Drücken der gewünschten Nummer in einem Zahlenfeld an den Sender gegeben und wie üblich weiterbehandelt. — Zur Ersparung von langen Leitungen zwischen einzelnen Ämtern werden Vermittlungsämter (Tandemämter) zwischengeschaltet, die die Impulse weiterleiten und die entsprechenden Querverbindungen ausführen. — Grundsätzliche Schaltungselemente und Konstruktionen werden durch Abbildungen dargestellt. DROYSEN.

**W. F. Craft.** The Valve-maintained Tuningfork as a Precision Time-standard. Roy. Soc. London (A) 103, 240—260, 1923, Nr. 721. [S. 1175.] DROYSEN.

**W. F. Craft.** Experimentelle Untersuchungen an Hochfrequenzverstärkern. Arch. f. Elektrot. 12, 124—143, 1923, Nr. 2. Der hauptsächlichste Mangel an Hochfrequenzverstärkern ist ihre Abhängigkeit von der Wellenlänge. Zur näheren Untersuchung dieses Einflusses mißt der Verf. die Spannungsverstärkung an einigen Typen mit Hilfe eines Röhrenvoltmeters, und zwar für einen Wellenbereich von 100 bis 23 000 m. Zwei Eingitterröhren und eine Doppelgitterröhre mit möglichst breiten Durchgriffen und inneren Widerständen wurden untersucht. Nach genauer Beschreibung des Röhrenvoltmeters und der Einrichtung zur Bestimmung des Verstärkungsgrades wird zuerst der Fall behandelt, daß im Anodenkreis ein Ohmscher Widerstand liegt. Eine Reihe von Kurven zeigt die Abhängigkeit der Verstärkung von der Wellenlänge bei verschiedenen Widerständen. Die



Kurven nähern sich dem theoretischen Höchstwert  $1/D$  ( $D$  = Durchgriff), wenn äußere Widerstand groß ist gegen den inneren Widerstand der Röhre. Es folgt aus der Untersuchung des Falles, daß im Anodenkreis Drosselspulen liegen. Die entsprechenden Kurven zeigen Maxima, die mit den Eigenwellen der Drosseln zusammenhängen. Zusätzliche Kapazitäten und der Röhrenwiderstand spielen aber auch hier eine Rolle. Bemerkenswert ist, daß die Doppelgitterröhre (mit geringem inneren Widerstand) von 1000 bis 23000 m Wellenlänge fast den theoretischen Höchstwert der Verstärkung zeigt. Die rechnerische Behandlung ist in beiden Fällen in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten. Einige Messungen an Kaskaden aus zwei und drei Röhren bilden den Schluß. Als neues Moment tritt hier ein bestimmender einwirkender Einfluß des Anodenwiderstandes der zweiten Röhre auf die Verstärkung der ersten auf.

**A. W. Marke.** Om Elektronrør og deres Anvendelser. Fysisk Tidsskrift B 174—196, 1922, Nr. 5/6. Ein zusammenfassendes, populäres Referat über die Theorie und Verwendung der Elektronenröhren.

**L. C. Pocock.** Distortion in Thermionic Tube Circuits. Electrician 88—247, 1921, Nr. 2232.

**B. Schäfer.** Mechanische Gleichrichter. Elektrot. ZS. 44, 561—563, 1921, Nr. 24. Der Aufsatz enthält eine Zusammenstellung teilweise bekannter Schaltungen für mechanische Gleichrichter mit schwingendem oder rotierendem Kontakt. Die eine Leistungssteigerung über das bisher bekannte Maß hinaus ermöglichen. Die Belastung kommen in der Hauptsache nur induktionsfreie Stromverbraucher in Betracht, indessen bietet innerhalb dieses Gebietes der mechanische Gleichrichter besondere Vorteile.

**G. Ribaud.** Théorie du four à induction à haute fréquence. Journ. de Phys. et le Radium (6) 4, 214 S—216 S, 1923, Nr. 4. Verf. untersucht, in welcher Weise die Heizung eines Zylinders vom Durchmesser  $d$ , Höhe  $h$  und dem spezifischen Widerstand  $\rho$  durch eine ihn umgebende Spule gleicher Höhe von  $n$  Windungen, durch einen Wechselstrom von der Kreisfrequenz  $\omega$  gespeist wird, von dem spezifischen Widerstand  $\rho$  des Zylinders und von der Art des Wechselstroms abhängt. Bei einem sinusförmigen Wechselstrom von etwa 50000 Perioden erfährt ein Zylinder aus

eine Energieaufnahme  $= n^2 J_{eff}^2 \frac{\pi \cdot d}{h} \sqrt{2 \pi \rho \omega}$  (also proportional dem Quadrat der effektiven Amperewindungen, proportional dem von dem Zylinder eingenommenen Querschnitt, proportional dem Durchmesser und proportional der Quadratwurzel aus seinem spezifischen Widerstand und der Quadratwurzel aus der Kreisfrequenz). Bei schlecht leitenden Körpern steigt die aufgenommene Energie mit wachsendem spezifischen Widerstand zu einem Maximum bei um so höheren Widerstandswerten liegt, je größer die Frequenz und der Zylinderdurchmesser sind. Wird der zu heizende Metallzylinder vom Widerstand  $r$  einer Schwingungsspule eines Funkenkreises eingeführt, so bewirkt dies eine Verminderung der Selbstinduktion des Entladungskreises und Vermehrung seines Widerstandes um einen Betrag  $k' = n^2 r$ , während die Zunahme der Dämpfung bei allen Mischungen klein bleibt. Als Nutzeffekt (Verhältnis zwischen der von dem Zylinder aufgenommenen

Energie zu der im Entladungskreis absorbierten) ergibt sich  $\frac{k'}{k + k'}$ , so daß vor allem eine Verringerung des Widerstandes im Entladungskreis, insbesondere des Funkenkreises, anzustreben ist.

**Nishikawa.** Über die Absorption der  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlung des Radiums in Knochensubstanz. Strahlentherapie **15**, 545—549, 1923, Heft 4. Radiumsubstanz, aus einer menschlichen Schädeldecke stammend, absorbiert schon in einer dünnen Schicht die  $\beta$ -Strahlung des Radiums praktisch vollständig. Die oberste Schicht beträgt 0,45 und 0,55 mm, während die Halbwertschicht für die  $\gamma$ -Strahlung 53 mm ist. GLOCKER.

**Paulhof.** Über eine Lumineszenzerscheinung am Durchleuchtungsapparat. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. **30**, 86—87, 1923, Heft 1. Verf. beobachtet, nach Beendigung der Röntgenbestrahlung durch Streichen mit der Hand die Finger auch außerhalb des nachleuchtenden Gebietes sichtbar gemacht werden können. In ähnlicher Weise wirkt Reiben mit Leder, Seide und Wolle. Erklärt die Erscheinung als Elektrolumineszenz und vermutet einen Übergang zwischen Entladungen zwischen dem Fluoreszenzschirm und der abdeckenden Bleiplatte. GLOCKER.

**Reinhardt.** Die Coolidge-Hochleistungsröhre. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. **30**, 88—89, 1923, Heft 1. Beschreibung einer wassergekühlten Coolidge-Röhre mit ringförmigem Brennfleck für medizinische Kurzaufnahme bei 100 mA Spannung. GLOCKER.

**Stenzel.** Über die Stereoskopie. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. **30**, 38—44, 1923, Heft 1. Theoretische Grundlagen der Röntgenstereoskopie unter besonderer Berücksichtigung des Hasselwanderschen Apparates. GLOCKER.

## 6. Optik aller Wellenlängen.

**Jaffé.** Grundriß einer Theorie des anisotropen Strahlungsfeldes. Phys. (4) **68**, 588—632, 1922, Nr. 15/16.

**Jaffé.** Zur Theorie des anisotropen Strahlungsfeldes. Phys. ZS. **23**, 1922, Nr. 22/23.

**Jaffé.** Grundriß einer Theorie des anisotropen Strahlungsfeldes. Ann. d. Phys. (4) **70**, 457—479, 1923, Nr. 6. Die drei Abhandlungen behandeln zusammen die folgende, dem Grundproblem der Wärmeleitungstheorie analoge Aufgabe: Ein materielles Medium  $M$  ist von einer Reihe von schwarzen Flächen begrenzt; Temperatur auf diesen — und damit die Einstrahlung in das Feld — ist als Funktion des Orts gegeben; es wird nach dem Strahlungszustand in  $M$  gefragt. Bei veränderlichen Zuständen muß noch ein Anfangszustand vorgeschrieben sein. Das Medium  $M$  ist in strahlungstheoretischer Hinsicht durch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit  $g_\nu$  und den Absorptionskoeffizienten  $\alpha_\nu$  der Wärmestraahlen gekennzeichnet. Die entwickelte Theorie ist als phänomenologisch anzusprechen, insofern sie von den elementaren Gesetzen der Strahlung Gebrauch gemacht wird und die Abhängigkeit der Größen  $g_\nu$ ,  $\alpha_\nu$ , sowie der Einstrahlung der schwarzen Flächen, von Temperatur und Schwingungszahl als bekannt angesehen wird. — Die Lösung des Problems (durch sukzessive Approximation) gelingt durch Verallgemeinerung von Methoden, die auf Eddington und auf Hilbert zurückgehen, und die sich ergänzen, als sie zu bequem erreichbaren Resultaten führen, je nachdem das Problem des Absorptionskoeffizienten in die mittleren linearen Abmessungen des

Feldes große oder kleine Zahlen ergibt. Die Grundlage der Theorie bilden partielle Differentialgleichungen, die als „Kontinuitätsgleichung“ und als „Bewegungsgleichung“ der Strahlung bezeichnet werden, und bei deren Aufstellung auf bekannten Strahlungsgrößen eine vektorielle Zustandsgröße Verwendung findet. Ein genaues Analogon des Wärmestromes in der Theorie der Wärmeleitung und „Strahlungsstrom“ genannt wird. Aus den beiden Grundgleichungen folgt eine fundamentale Relation, die in Verallgemeinerung eines bekannten Satzes auf die Strahlung besagt, daß der Emissionskoeffizient proportional dem Produkt aus Absorptionskoeffizient und Strahlungsdichte ist. [In allgemeinsten Form: 3. Formel (3) § 5, 6]. — Die Annahmen über die Natur des Mediums sind in den einzelnen Arbeiten verschieden, und die Ergebnisse gelten — jeweils unter besonderen Voraussetzungen — für die Gesamtstrahlung oder für Strahlung von jeder Schwingungszahl. In der ersten Arbeit wird das Medium als homogen und isotrop behandelt. Die Aufstellung der Grundgleichungen in § 1 werden zunächst in § 2 stationäre, in den §§ 3 und 5 (letzterer schon zur dritten Arbeit gehörig) nichtstationäre Zustände behandelt. Dabei ist jedesmal, wie schon erwähnt, der Fall starker Absorption vom Fall schwacher Absorption methodisch zu trennen. Besonders einfach liegen die Verhältnisse im Grenzfall sehr starker Absorption, indem der Strahlungsstrom proportional dem Gefälle der Strahlungsdichte wird. Es besteht also völlige Analogie mit der Wärmeleitung, nur tritt — wenn die Gesamtstrahlung betrachtet wird — die vierte Potenz der absoluten Temperatur an Stelle der ersten. Bei schwacher Absorption wird die Lösung des Problems auf eine Reihe von sukzessiven Quadraten zurückgeführt. Als Beispiel, sowohl bei starker wie bei schwacher Absorption, wird das Strahlungsfeld zwischen zwei parallelen, verschieden temperierten Ebenen behandelt. Der § 4 enthält die Mitberücksichtigung der Wärmeleitung, allerdings nur für den Fall starker Absorption. — An dieser Stelle möge ein unbeträchtliches Versehen Berichtigung finden: In den Formeln (12), (38), (41), (94) und (98) der ersten Arbeit muß es  $n^3$  statt  $n^2$  heißen. — Dieselben Methoden und Ergebnisse werden nun in der zweiten Arbeit und § 6 der dritten auf Strahlungsfelder ausgedehnt, indem die Fortpflanzungsgeschwindigkeit und der Absorptionskoeffizient Funktionen des Ortes, und demgemäß die Strahlen im allgemeinen krummlinig verlaufen. Man gelangt so zu Formeln, die die früher entwickelten als spezielle Fälle enthalten, und die wiederum — bei stationären wie auch nichtstationären Zuständen — die Lösung des Problems durch sukzessive Approximation gestatten.

**F. K. Lindman.** Om resultaten av några försök rörande Hertz'ska vågarna. Fysisk Tidskrift 20, 116—117, 1922, Nr. 4. Referat eines Vortrages über Versuche, die der Verf. gemacht hat, um die Analogie zwischen dem Licht und elektromagnetischen Wellen nachzuweisen. Die Polarisationssebene derselben dreht sich beim Durchgang durch ein isotropes System von spiralgestalteten Resonatoren. Eine von Drude entwickelte und von Natanson weitergeführte Theorie der natürlich aktiven isotropen Stoffe wird dadurch experimentell bestätigt. Mit dem „Molekülmodell“, wie ein irreguläres Tetraeder mit Resonatoren in den Ecken gestaltet, hat Verf. mit elektromagnetischen Wellen eine ähnliche Drehung der Polarisationssebene erreicht, wie die optisch aktiven Stoffe geben. Er hat Versuche gestellt, die eine elektromagnetische Analogie mit den Versuchen von Bragg über die Interferenz der Röntgenstrahlen in Kristallen und den Versuchen von Bragg und Sadla über sekundäre Röntgenstrahlen zeigen.

**J. Lodge.** Gravitation and Light-Pressure in Spiral Nebulae. *Nature* **111**, 702, 1923, Nr. 2795. Der Verf. weist darauf hin, daß außer dem Lichtdruck Erklärung der an Spiralnebeln beobachteten Erscheinungen auch der Photoeffekt eine Folgen herangezogen werden können, und erörtert einige Beobachtungs-  
E. KRETSCHMANN.

**Lindemann.** Gravitation and Light-pressure in Nebulae. *Nature* **111**, 703, Nr. 2798. Auf die oben wiedergegebene Bemerkung von Lodge erwidert er, daß der Wirkungsgrad des Photoeffekts bei den besten photoelektrischen nur 2 Proz. erreicht, dagegen der Reflexionskoeffizient der Massen, aus denen Spiralnebel bestehen, mindestens 20 Proz. und sehr wahrscheinlich 50 Proz. betrage. Er müsse gewöhnliche Reflexion mindestens 10mal und wahrscheinlich einige mal so stark wirken wie der Photoeffekt.  
E. KRETSCHMANN.

**Jeans.** Gravitation and Light-pressure in Nebulae. *Nature* **111**, 806, Nr. 2798. [S. 1167.]  
E. KRETSCHMANN.

**Saussure.** Influence de la déviation de rayons lumineux sur la forme du diamètre du soleil. *Astron. Nachr.* **219**, 57—60, 1923, Nr. 3. Wenn am Rande der Sonne zu uns gelangenden Lichtstrahlen ebenso abgelenkt werden, wie von einem Stern aus am Sonnenrande vorbeigehenden Strahlen, also um die Hälfte der Gesamtablenkung dieser, so muß dadurch der Sonnendurchmesser etwas vergrößert erscheinen. Aus den Beobachtungen bei der Sonnenfinsternis vom Mai 1919 berechnete der Verf. diese Vergrößerung im Winkelmaß zu  $1,87''$  und den „wahren“ Sonnendurchmesser zu  $31' 57,39''$  statt des von Auwers (*Astron. Nachr.* Nr. 3068) erhaltenen Wertes  $31' 59,26''$ .  
E. KRETSCHMANN.

**Anderson.** Eine neue Erklärung des kontinuierlichen Koronaspektrums. *Astron. Nachr.* **218**, 251—254, 1923, Nr. 5224. Der Verf. vermutet, „daß die Sonnenkorona ihr kontinuierliches Spektrum wenigstens teilweise einem Elektronengas zu verdanken habe,“ und berechnet die Lichtablenkung durch eine „Elektronengaskorona“ nach Formeln, für die R. Emden: *Sitzungsber. d. math.-phys. Klasse der Bayer. Akad. d. Wiss.* 1920, Heft 2, S. 393 f. angezogen wird. Unter gewissen Annahmen wird die gefundene Ablenkung annähernd der reziproken Entfernung des Lichtstrahls von der Sonnenmitte proportional und gleich der aus der Einsteinschen Theorie der Schwerkraft folgenden Lichtablenkung.  
E. KRETSCHMANN.

**Einstein.** Bemerkung zu der Notiz von W. Anderson: „Eine neue Erklärung des kontinuierlichen Koronaspektrums“. *Astron. Nachr.* **219**, 19, 1923, Nr. 5234. Die Lichtablenkung in der Nähe der Sonne könne nicht durch ein Elektronengas, wie Anderson, *Astron. Nachr.* Nr. 5224 (s. den vorhergeh. Ber.), meine, erklärt werden, da ein solches Gas, von allem anderen abgesehen, eine Ablenkung im richtigen Sinne ergebe.  
E. KRETSCHMANN.

**Ritz.** Les systèmes binaires stellaires considérés comme matériellement homogènes pour la résolution de la question relative à la constance de la vitesse de propagation de lumière. *Astron. Nachr.* **218**, 201—205, 1923, Nr. 5221. W. de Sitter (*Phys. ZS.* **14**, 429) hatte aus den Beobachtungen an Doppelsternen geschlossen, daß sich die Radialgeschwindigkeit der Sterne der Geschwindigkeit des Lichtes nicht überlagern könne (Hypothese von W. Ritz). Der Verf. untersucht nach einem statistischen Verfahren die Frage, ob sich nicht doch auch ein kleiner, Einfluß der Radialgeschwindigkeit der Sterne auf die Licht-



geschwindigkeit (an den Ergebnissen der Bahnberechnungen) bemerkbar macht. Ein bestimmtes Ergebnis wird noch nicht erzielt. In Frage kommt nach dem V. einer Radialgeschwindigkeit von 50 km/sec eine Änderung der Lichtgeschwindigkeit um 0,4 km/sec.

E. KRETSC

**P. A. Schultz.** Über die Größe des Dopplereffekts. ZS. f. Phys. 15, 12 1923, Nr. 2/3. [S. 1162.]

**T. J. Baker.** A Permanent Image on Clear Glass. Nature 111, 745 Nr. 2796. Im Anschluß an die Beobachtungen von E. Robinson wird mitgeteilt, daß Hauchfiguren auf Glas auch entstehen, wenn die Spitze einer kleinen Flamme auf die Oberfläche geführt worden war. Die Veränderung der Oberfläche ist teilweise auf eine Beeinflussung der Oberflächenschicht zu suchen, teilweise physikalischer Natur.

H. R. S.

**James P. C. Southall.** Mirrors, Prisms and Lenses. A Text-book of geometrical optics. 2. Aufl. XIX und 657 S. New York, The Macmillan Company, 1923. 1. Reflexion und Schatten; 2. Reflexion des Lichts. Ebene Spiegel; 3. Brechung des Lichts. 4. Brechung an einer ebenen Fläche und in einer planparallelen Platte; 5. Brechung durch ein Prisma; 6. Spiegelung und Brechung paraxialer Strahlen an einer sphärischen Fläche; 7. Brechung paraxialer Strahlen durch unendlich dünne Linsen; 8. Änderung der Krümmung einer Wellenfläche bei der Spiegelung und Brechung. Dioptrische Systeme; 9. Astigmatische Linsen; 10. Geometrische Theorie der symmetrischen optischen Instrumente; 11. Zusammengesetzte Systeme. Dicke Linsen und Kombinationen von Linsen und Spiegeln; 12. Öffnung und Feld eines optischen Systems; 13. Optisches System des Auges. Vergrößerung optischer Instrumente; 14. Dispersion und Achromatismus; 15. Strahlen endlicher Neigung. Sphärische Aberration. Astigmatismus. Konische Strahlbündel usw.; 16. Anhang.

**H. G. Smith.** Über die Prismenmethode zur Bestimmung der Brechungsindizes von Metalledämpfen. Proc. Trans. Roy. Soc. Canada (3) 16 [3], 14 1922. Verf. beschreibt zwei Methoden zur Bestimmung der Brechungsindizes von Metalledämpfen. Bei der ersten, in der er die Lichtbrechung eines mit dem Dampf gefüllten Hohlprismas mißt, sind die Versuchsfehler von der Größenordnung der Effekte. Die zweite benutzt eine einfache Interferenzanordnung, in deren Strahlengang sich ein evakuiertes Quarzrohr befindet, in dem das Metall verdunstet wird.

**H. Schulz und H. Hanemann.** Oberflächenschichten bei Metallreflexion. ZS. f. Phys. 16, 200—202, 1923, Nr. 3. Nach Hinweis auf die früheren Druckmessungen des Einflusses der Oberflächenschichten wird erörtert, daß durch die Struktur der Metalle ähnliche Veränderungen des Polarisationszustandes des reflektierten Lichtes hervorgerufen werden können. Strenge Trennung des makroskopischen und mikroskopischen Beobachtungsverfahrens wird gefordert, da sonst „Verteilungseffekte“ und Oberflächenwirkung nicht einwandfrei unterschieden werden können.

H. R. S.

**F. Twyman and F. Simeon.** On the refractive index changes in optical glass occasioned by chilling and tempering. Soc. Glass Techn., May 16, 1923. Nature 111, 830, 1923, Nr. 2798. Durch Abschrecken von schwerem Barytglas wird der Brechungsindex um 0,004 bzw. 0,0013 erniedrigt. Diese Erniedrigung kann durch nachträgliche Erhitzung aufgehoben werden. Inhomogenitäten infolge Oberflächenwirkung beim Abschrecken erfordern längere nachträgliche Wärmebehandlung.

H. R. S.

**Illey.** Beziehungen zwischen Dichte, Brechungsvermögen und optischer Zusammensetzung einiger natürlicher Gläser. Mineral Magazine, 275—294, 1922. [S. 1184.]  
\*SPANGENBERG.

**Marvin.** The Optical Dispersion and the Crystal Structure of Rock Salt and Sylvite. Phys. Rev. (2) 17, 412—413, 1921, Nr. 3. In der Larmorsche

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + a} = \frac{K - 1}{K + a} + \frac{c_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{c_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \dots$$

Steinsalz und Sylvin  $a = 6$  zu setzen, während für Steinsalz  $K = 5,92$ ;  $0,113 \mu$ ;  $0,154 \mu$ ;  $51,7 \mu$ , für Sylvin  $K = 4,85$ ;  $\lambda_1 = 0,118 \mu$ ;  $\lambda_2 = 0,159 \mu$ ;  $1,6 \mu$  sich ergibt. Die Ableitung der Formel aus der Elektronentheorie ist möglich; doch ist die Larmorsche Annahme gleichförmig verteilter Oszillatoren bei dieser Struktur nicht möglich.  
H. R. SCHULZ.

**Page.** Dispersion of light by an electron gas. Phys. Rev. (2) 21, 476, Nr. 4. Aus der Übereinstimmung der Phasen für das blaue und gelbe Licht der Sterne hat Shapley für die mögliche Geschwindigkeitsdifferenz zwischen blauem und blauem Licht im Weltenraum einen Wert von  $1 \text{ m/sec}$  abgeleitet. Die magnetische Lichttheorie führt für Elektronen oder Protonen in der Raum- zu dem Werte der Fortpflanzungsgeschwindigkeit

$$q = c(1 + ne^2 \lambda^2 / 8 \pi^2 m c^2).$$

ist die obere Grenze für die Zahl der Elektronen im Weltenraum  $10^{12}$  pro ccm, Protonen  $10^{15}$  pro ccm.  
H. R. SCHULZ.

**Nicholson.** Interference fringes in the rectangular interferometer. Phys. (2) 21, 215, 1923, Nr. 2. Übersetzung der Notiz: Das Interferometer besteht aus zwei planparallelen Platten und zwei Planspiegeln, die sich an den Ecken eines Rechtecks befinden und alle sehr sorgfältig parallel gestellt sind, unter  $45^\circ$  gegen das Rechteckseiten verlaufende Lichtbündel, das von einer hellen, annähernd monochromatischen Lichtquelle (Cooper-Hewittlampe) herrührt. Die Streifen werden durch Fernrohr beobachtet. Diese Anordnung ist äquivalent einer Luftplatte von der Dicke  $t$  auf die Licht unter einem Winkel von etwa  $45^\circ$  auffällt. —  $\varphi$  ist die Neigung der Oberflächen der Luftplatte;  $\psi$  der Schnittwinkel;  $t$  die Plattendicke für  $i = 0^\circ$ ;  $\theta = 0^\circ$ ;  $45^\circ + i$  und  $\Theta$  die Horizontal- bzw. Vertikalprojektion des Einfallswinkels;  $r$  Abstand von der Fläche, in der für  $t = 0$  Streifen erscheinen;  $x_1, y_1$  Koordinaten (parallel zu der Fläche) in der „Brenn“ebene. Ist ferner  $p = \sqrt{2} P \varphi \sin \psi - t$ ;  $2p \cos \psi$ ;  $r = x_1 \sin \psi + y_1 \cos \psi$ ;  $\Delta$  der Gangunterschied, so gilt für die Lage der Interferenzstreifen unter Vernachlässigung von kleinen Gliedern zweiter Ordnung:  $q = \sqrt{2} \Delta - r$ . Die Isochromaten sind gerade Linien und unter einem Winkel  $\gamma$  dessen Tangente  $\tan \gamma = \frac{p}{q}$  ist. Sind  $\alpha$  und  $\beta$  der horizontale und vertikale Öffnungswinkel des ins Fernrohr tretenden Strahlenkegels, so ist die Sichtbarkeit der Streifen durch  $V = \left( \frac{\sin k p \alpha}{k p \alpha} \right) \left( \frac{\sin k q \beta}{k q \beta} \right)$  gegeben, wo  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  ist. Folglich ist  $V$  groß, wenn  $p \alpha$  und  $q \beta$  klein sind, d. h. (bei gegebenen Öffnungswinkeln) wenn  $t = 0$  und  $\sqrt{2} P \varphi \sin \psi = t$  ist. Daher sind die Streifen nur deutlich, wenn  $t$  und der Abstand  $P = \frac{t}{\sqrt{2} \varphi}$  ist. Ist  $\psi$  nicht  $90^\circ$ , so sind die Streifen im

Falle eines kleinen Öffnungswinkels immer noch gut sichtbar. Die Neigung ist  $\tan \gamma = \frac{p}{q}$ , und  $\beta$  ist gegeben durch  $\frac{2\lambda}{\beta} = [(\sqrt{2} P \varphi \sin \psi - t)^2 + (P \varphi \cos \psi)^2]$

Buc

**Henry Norris Russell.** Interferometry. The Optical Measurement of a Angle. Some Astronomical Applications of the Michelson Interferometer. Optician **65**, 8—10, 1923, Nr. 1665. Beschreibung des Michelsonschen Verfahrens zur Bestimmung von Sterndurchmessern mittels Interferenzen. H. R.

**S. Arrhenius.** Om stjärnornas utvecklingsgång. Fysisk Tidsskrift **20**, 1922, Nr. 4. Die Energie, welche die Sonne zur Erhaltung ihrer Strahlung erhalten sollte nach den früheren Annahmen von Meteorbombardements, Zusammenziehung des Sonnenkörpers oder radioaktiven Verwandlungen herkommen. Alle diese Erklärungsversuche führen aber zu Schwierigkeiten und werden deshalb vom Verf. abgewiesen. Dagegen wird nachgewiesen, daß der Strahlungsverlust durch Aufnahme von abgespalteten Elektronen ersetzt werden kann. Bei Aufnahme von  $K$ -Serien-Elektronen der schweren Metalle wird in dieser Weise  $2 \cdot 10^9$  g cal. gewonnen. Energiemengen dieser Größenordnung mögen die Strahlung in  $2 \cdot 10^9$  Jahren ersetzen. Weiter wird Energie durch Bildung der Atomkerne des Wasserstoffs gewonnen, weil die Energie, die 0,8 Proz. des Wasserstoffgewichts entspricht, bei der Bildung der ganzzahligen Atome freigemacht wird. Diese Vorgänge mag  $9 \cdot 10^{10}$  Jahre dauern. Die Theorie stimmt mit dem Entwicklungsstand der Sterne, weil diese in der Reihenfolge Wasserstoff-, Helium- und Metalle enthalten. J.

**E. Hulthén.** Über das Bandenspektrum des Kohlenoxyds. Ann. d. Phys. **71**, 41—49, 1923, Nr. 9/12. Der Verf. teilt die Wellenlängen der von ihm ausgemessenen CO-Banden 5610, 5198, 4835, 4393 Å mit und zeigt, daß jede dieser Teilbanden in drei Zweige zerfällt, die als  $P$ -,  $Q$ -,  $R$ -Zweig bezeichnet werden. Innerhalb jeder Teilbande ist die Kombinationsbeziehung erfüllt:  $R(m) - Q(m) = Q(m+1) - P(m)$ . Die Zahlenwerte dieser Differenzen sind streng linear mit  $m$  und für die Banden 5610, 5198, 4835 identisch. Daraus wird zunächst geschlossen, daß diese Banden von dem gleichen Anfangszustand des Moleküls stammen. Da dieser Schluß noch von der Wahl der Numerierung abhängt (Entscheidung ob Anfangs- oder Endterm ist), so wird er unterstützt durch die Betrachtung der Wellenzahlen der Kanten (Nullen). Für die das Gesetz gilt:  $\nu = 20682,4 - 1457,35 n_2 + 14,85 n_2^2$ . Für die Banden der Rotationsenergie wird angenommen, daß

$$P(m) = F(n_1, m-1) - f(n_2, m),$$

$$Q(m) = F(n_1, m) - f(n_2, m),$$

$$R(m) = F(n_1, m+1) - f(n_2, m).$$

Dies ist mit den empirisch festgestellten Kombinationsregeln im Einklang.  $Q(m+1) - P(m+1) = R(m) - Q(m) = F(m+1) - F(m) = 2Bm$ . Die Kombinationsbeziehung wird genügt durch  $F(m) = B\left(m - \frac{1}{2}\right)^2 - \frac{B}{2}$ . Aus dem Ansatz folgt dann weiter  $R(m-1) - Q(m) = f(n_2, m) - f(n_2, m-1)$ . Diese Differenzen sind nicht mit  $m$  streng linear und sind für 4835 und 4394 gleich, so daß die beiden Teilbanden gleiche Endzustände zugeschrieben werden müssen. Die Frequenzen stellen sich nun dar durch  $\nu = \nu_0 + B(m' - 1/2)^2 - b(m - 1/2)^2$ , wo aber im l

erstellung nur provisorisch ist. In einer Tabelle werden die Zuordnung der Teil-  
 zu den Oszillationsquantenzahlen  $n_1 n_2$  und die Werte der Konstanten  $B, b, \nu_0$   
 en.

KRATZER.

Kratzer. Die Feinstruktur einer Klasse von Bandenspektren. Ann. d.  
 (4) 71, 72—103, 1923, Nr. 9/12. Für eine Klasse von Bandenspektren zweier  
 Moleküle ist es zulässig, ein Molekülmodell zu benutzen, bei dem das Impuls-  
 der Elektronen senkrecht zur Kernverbindungsline ist und mit der Richtung  
 des Gesamtpulsmomentes zusammenfällt. Für dieses Modell wird nach den Regeln  
 der Störungsquantelung die Energie als Funktion der Quantenzahlen der Oszillation  
 und Rotation berechnet. Die Energie stellt sich dabei dar durch

$$W = W_e + W_0^n \pm 2\delta h(m \mp \epsilon) + (m \mp \epsilon)^2 B^n h - (m \mp \epsilon)^4 \beta h + \dots,$$

wo  $W_e$  die Energie der Elektronenkonfiguration,  $W_0^n$  die früher berechnete Energie  
 der Schwingung ist. Die zwei letzten Glieder wurden vom Verf. ebenfalls schon früher  
 Phys. 3, 289, 1920) abgeleitet, jedoch ohne Berücksichtigung der Elektronen-  
 rotation als Potenzentwicklung nach  $m^2$  statt wie jetzt nach  $(m \mp \epsilon)^2$ ; hierbei ist  $\epsilon$   
 der mittlere Mittelwert des Elektronenimpulsmomentes ( $\hbar/2\pi$  als Einheit gerechnet),  
 das negative Zeichen ist dabei zu nehmen, wenn das Elektronenimpulsmoment und  
 der Gesamtpuls  $m$  gleichen Umlaufssinn, das positive, wenn beide Impulse ver-  
 schiedenen Umlaufssinn haben; die Stabilität der letzteren Bewegung wird nicht dis-  
 kussion. Das Glied mit  $\delta$  ist auf die Deformation der Elektronenkonfiguration durch die  
 Rotationskräfte bei der Rotation zurückzuführen. Aus dem Bohrschen Korrespondenz-  
 gesetz wird abgeleitet, daß bei einer homöopolaren Molekel im allgemeinen die  
 Quantenzahl  $m$  sich um  $\pm 1,0$  ändern kann. In speziellen Fällen ist einer dieser  
 Übergänge verboten. Mit dem abgeleiteten Energieausdruck wird nun die Feinstruktur  
 der Banden gedeutet durch die Annahme, daß  $\epsilon = 1/2$  und  $\delta$  sehr klein ist  
 ( $\epsilon = \pm 1$ ). Bei dieser Deutung erklärt sich das Ausfallen nur einer Linie in der  
 Mitte ohne weitere Zusatzannahme aus dem Fehlen des Quantenzustandes  $m = 0$ .  
 Es ergibt sich die Lage und Art der Störungen aus der Annahme, daß es sich  
 um Termstörungen handelt, die man nach Born und Pauli als mechanische  
 Störereffekte infolge von Kommensurabilitäten in den Frequenzen auffassen kann.  
 Das Gesetz der Dublettaufspaltung (in erster Näherung linearer Gang mit  $m$ )  
 wird durch die Formel gegeben. Nach der Auffassung des Verf. sind die Dubletts  
 der Banden, die durch  $(m + 1 - \epsilon)$  und  $(m + \epsilon)$  entstehen, „falsche“ Dubletts, da  
 ihre Komponenten durch gleiche Rotationsgeschwindigkeit der Molekel aus-  
 gebildet sind, so besteht doch zwischen ihnen eine physikalische Beziehung, und so  
 ist verständlich, daß sie im Magnetfeld ein charakteristisches Verhalten zeigen.  
 In den Banden von Zn, Cd, Hg wird zunächst daran erinnert, daß zwei Kombinations-  
 systeme bestehen, denen man durch den Ansatz

$$\begin{aligned} P_1(m) &= \nu' + F_1(m-1) - f_1(m), & R_1(m) &= \nu' + F_1(m+1) - f_1(m), \\ P_2(m) &= \nu' + F_2(m-1) - f_2(m), & R_2(m) &= \nu' + F_2(m+1) - f_2(m), \\ Q_1(m) &= \nu' + F_1(m) - f_2(m), & Q_2(m) &= \nu' + F_2(m) - f_2(m) \end{aligned}$$

Es wird nun gezeigt, daß die Terme  $F_1, F_2, f_1, f_2$  von der oben angegebenen  
 Form sind und daß insbesondere  $F_1$  und  $F_2$  sowie  $f_1$  und  $f_2$  sich nur durch die Vor-  
 zeichen von  $\delta$  und  $\epsilon$  unterscheiden. Stellt man bei den Hg-Banden aus den gemessenen  
 Zahlen die Größe  $F_1(m) - F_2(m-1)$  her, so ergibt sich eine Zahlenreihe, die  
 streng durch eine Formel  $4\delta(m - 1/2)$  darstellen läßt. Aus der theoretischen  
 Formel schließt man dann, daß das Glied vierter Ordnung  $(m \mp \epsilon)^4 \beta h$  nur dann



wegfallen kann, wenn  $\varepsilon = 1/2$  ist. Durch ähnliche Überlegungen werden für anderen Terme die Werte von  $\varepsilon$  abgeleitet und durch geeignete Kombinationen die Terme isoliert und berechnet. Es zeigt sich, daß es gelingt, alle der Annahme entsprechend darzustellen. Als Werte für  $\varepsilon$  ergeben sich die rationalen Zahlen 0,  $1/4$ ,  $1/2$ , denen eine analoge Bedeutung wie den Runge'schen Nennern beim Zeemaneffekt zuzukommen scheint. Speziell ergibt sich für die untersuchten Banden, daß bei Hg 4017 und 4218 gleichen Anfangszustand, 4017 und 3728 gleichen Endzustand haben. Bei Zn haben 4326 und 4270 zahlenmäßig gleichen Endterm, ist die Identität des Endzustandes hier nicht wahrscheinlich. Die Cd-Banden 4310 und 4310 haben wahrscheinlich gleichen Endzustand. In einer Tabelle werden die Konstanten der Terme zusammengestellt, die sechs Zweige jeder Teilbande durch eine Formel mit neun Konstanten dargestellt. Aus der Größe der Termmomente wird vermutet, daß die Träger der Spektren die Hydride der betreffenden Elemente sind.

**R. Mecke.** Das Bandenspektrum des Jod. Ann. d. Phys. (4) **71**, 104—134 Nr. 9/12. Der Verf. hat das gesamte Absorptionsspektrum des Joddampfes zwischen 5000 und 7100 Å aufgenommen und teilweise ausgemessen. Die Aufnahme erfolgte mit einem 1 m-Gitter und einem 6,4 m-Konkavgitter in der Bonner Aufstellungslösung in erster Ordnung: 1 mm = 2 Å.-E.; Lichtquelle kleine Zeisslampe; Gitter normal; der Joddampf war in evakuierten Glaskugeln; Sandbad, elektrisch beheizt, für Temperaturen von 70 bis 80° C für Grün, 200° C für Rot. Der Verf. gibt zunächst eine Tabelle der ausgemessenen Kanten (Wellenlängen auf Vakuum reduziert) und zeigt, daß deren Wellenzahlen darstellbar sind durch eine zweiparametrische Landressche Formel:

$$K = 18320,97 - 213,76 n_1 + 0,596 n_1^2 + 0,0021 n_1^3 + \dots \\ - 80,66 n_2 - 1,012 n_2^2 + 0,0033 n_2^3 + \dots$$

$n_1$  und  $n_2$  sind dabei zunächst so gewählt, daß für  $n_1 = n_2 = 0$  die stärkste Linie kommt. Dabei nimmt  $n_2$  auch negative Werte an ( $n_2 = -32, -31, \dots, 0, 23, 24$ ;  $n_1 = 0, 1, \dots, 8, 9$ ). Wegen des Auftretens der Anti-Stokes'schen Linien im Resonanzspektrum und des Intensitätsverlaufs ändert der Verf. später die Zuordnung dahin ab, daß er  $n_e = n_1 + 4$ ,  $n_a = 26 - n_2$  setzt und nun eine Formel gewinnt:

$$K = 16462,74 + (126,52 n_a - 0,852 n_a^2 - 0,0033 n_a^3) \\ - (218,43 n_e - 0,571 n_e^2 - 0,0021 n_e^3).$$

Bei vier Teilbanden ( $n_1 = 8, n_2 = 21, 22$ ;  $n_1 = 7, n_2 = 21, 22$ ) 6877,36, 6781,89, 6837,32 wurden die einzelnen Linien ausgemessen und die Wellenlängen und Wellenzahlen mitgeteilt. Die ausgemessenen Linien lassen sich durch eine Formel  $\nu = \nu(n_1, n_2) - b m^2$  darstellen, wo die Zählung an der Kante beginnt. Ausgehend von  $m = 30$  sind die Linien erst von  $m > 30$  an. Der Verf. schließt aus der Darstellbarkeit der Formel auf einen Nullzweig (Q-Zweig). Aus dem Umstand, daß die Differenz  $\nu(n_1, n_2, m) - \nu(n_1, n_2 + 1, m)$  und  $\nu(n'_1, n_2, m) - \nu(n'_1, n_2 + 1, m)$  als Funktionen von  $m$  aufgetragen ähnliche Kurven liefern, wird auf die relative Richtigkeit der Nummern geschlossen. Für das Resonanzspektrum wird gezeigt, daß seine Linien sich als Resonanzlinien im wesentlichen dadurch ableiten lassen, daß man im Kantenvergleich festhält, also nur  $n_1$ , d. h. die Endquantenzahl variieren läßt.

$$\nu = 18307,5 - 213,67 n_1 + 0,592 n_1^2 + 0,0021 n_1^3 \text{ grüne Hg-Linie,} \\ \nu = 17327,4 - 212,82 n_1 + 0,592 n_1^2 + 0,0021 n_1^3 \text{ gelbe Hg-Linie.}$$

Formeln gelten für die stärksten Linien des Resonanzspektrums, für die anderen sind die Koeffizienten des in  $n_1$  linearen Gliedes etwas abzuändern. Aus einerahme von Wood bei großer Dispersion wird dann gezeigt, daß in der Nähe der Resonanzlinie sich im Absorptionsspektrum drei Zweige feststellen lassen, von zwei sehr enge beieinander liegen, die der Verf. als einen Dublettnullzweig anen möchte. Zu diesen drei Zweigen gehören die sechs Resonanzwellenlängen 79, 5460,640, 5460,716, 5460,873, 5460,910, 5460,966, die alle von der Hg-Linie eckt und deshalb angeregt werden. Für die Resonanzlinie 5460,768 kann eine Zuang nicht sicher angegeben werden. Die Deutung von Lenz für das Zustandeden der Dubletts führt nach der Meinung des Verf. zu Schwierigkeiten. Aus der itätsverteilung im Absorptionsspektrum glaubt der Verf. schließen zu dürfen, e Modellvorstellung, die die Quantenzahlen  $n_a$  und  $n_e$  Kernschwingungen zuteilt, assig ist.

KRATZER.

rschbaum. Über die Intensitätsverteilung und den Ursprung des enspektrums von Stickstoff. Ann. d. Phys. (4) 71, 289—316, 1923, Nr. 13. s eines Prismenspektrographen werden Teile des Stickstoffbandenspektrums im en und Blauen unter verschiedenen Bedingungen aufgenommen. Als Entladungs- wurden verschiedene Röhren benutzt, die es ermöglichten, Druck, Stromdichte pannung weitgehend zu variieren. Die aufgenommenen Banden wurden zum kular, zum Teil durch das Kochsche Verfahren photometriert. Es ergibt sich, i Temperaturerhöhung der Intensitätsabfall von der Kante aus abnimmt, bei er Temperatur also die Zahl und Intensität der Linien höherer Laufzahl zu-. Die Temperaturerhöhung kann dabei entweder durch unmittelbare Erwärmung nderung der Gasdichte oder Stromdichte erzeugt werden. Bei Anregung durch strahlen (positive Säule) ist der Intensitätsabfall kleiner als bei Anregung durch lenstrahlen (negatives Glimmlicht). Auch das gegenseitige Intensitätsverhältnis i Teilbanden wird durch die Temperatur verändert. Aus dem Umstande, daß Temperatur und Kanalstrahlenanregung die gleiche Wirkung erzielen, wird mit geschlossen, daß die höheren Linien einer Bande und die höheren Kanten einer hgruppe auf Schwingungen der Atome im Molekülverband zurückzuführen sind.

KRATZER.

trat. La bande 3872 du spectre de Swan, sa modification par le p magnétique. Ann. de phys. (9) 19, 81—92, 1923, Jan./Febr. In früheren uthungen hatte der Verf. das Gesetz aufgestellt, daß das Magnetfeld bei einer von iBanden eine Vereinfachung der Feinstruktur hervorruft und daß insere ein Dublett von der Aufspaltung  $n$  (in Wellenzahlen) sich zusammenzieht em Gesetz, daß die Empfindlichkeit  $\frac{ndn}{H^2}$  ( $dn$  Verkleinerung des Dublett- des,  $H$  Magnetfeldstärke) konstant ist. Außerdem war wichtig das Fehlen einer atation. Bei anderen Banden war der Effekt davon verschieden. In neuerer irden diese Untersuchungen nachgeprüft und teilweise ergänzt, besonders durch m bei der Cyanbande 3883 und durch Deslandres und seine Schule, die nderen auch die Bande 3872 des Swanspektrums untersuchten. Der Verf. gibt t einen Überblick über diese Bande. Er teilt die Wellenzahlen für die in der er Kante gelegenen Linien mit, die er nach Deslandres in fünf Zweige zer- on denen drei, mit  $A$ ,  $B$ ,  $\Gamma$  bezeichnet, aus Dubletts, und zwei ( $J$ ,  $E$ ) aus ulinen aufgebaut scheinen. Diese Bande wird nun im Magnetfeld von 4300, 4360, 17800, 21300, 25750, 34600 Gauß senkrecht zu den Kraftlinien auf ng der Wellenlänge und das Auftreten einer Polarisation beobachtet. Als

senkrechte Polarisation  $s$  wird dabei wie üblich eine Schwingung des elektrischen Vektors senkrecht zu den Kraftlinien bezeichnet. Zunächst ergibt sich, daß in einem Zweige der Zeemaneffekt, von einer Ausnahme abgesehen, bei allen Linien gleich ist. Für die einzelnen Zweige ist er dagegen verschieden. Zweig  $A$ : Komponente des Dubletts wird in je zwei senkrecht und parallel polarisierte Linien aufgespalten, deren Abstand mit der Feldstärke wächst. Zugleich verschiebt sich die Intensität, die äußeren Komponenten von den vier Linien gleicher Polarisation schwächer und verschwinden. Mit weiterwachsendem Feld rücken die inneren Komponenten immer weiter zusammen und vereinigen sich zu einer Linie, die durch das verfügbare Feld nicht mehr getrennt wird. Dabei ist die magnetische Aufspaltung in der kurzwelligen Komponente die größere. Solange die Intensität in den magnetischen Komponenten bei dieser Linie ungefähr gleich ist, ist die Aufspaltung des Felds annähernd proportional; wenn dann die äußere Komponente schwächer wächst die Aufspaltung langsamer als die Feldstärke. Bei den senkrecht polarisierten Komponenten ist die anfängliche Aufspaltung ungefähr normal, bei der parallel polarisierten Schwingung ungefähr zwei Drittel davon. In der langwelligen Komponente ist die magnetische Aufspaltung an der Grenze der Meßbarkeit. Die von Bachem gestellte verbesserte Formel für die Empfindlichkeit bei der Cyanbande wird bestätigt. Für den  $B$ -Zweig gilt qualitativ das gleiche, die  $p$ -Komponenten werden jedoch weiter aufgespalten, ferner wechselt die magnetische Aufspaltung von Linie zu Linie innerhalb des Zweiges. Da auch die Dublett-Abstände stärker wechseln, scheint zwischen Dublett-Abstand und magnetischer Aufspaltung ein Zusammenhang zu bestehen.  $F$ -Zweig: Eine magnetische Aufspaltung ist feststellbar, die Dubletts vereinigen sich mit wachsender Feldstärke. Die Empfindlichkeit in den  $p$ -Komponenten ist wesentlich größer.  $A$ -Zweig: Die Einfachlinien des Zweiges werden durch das Magnetfeld nicht beeinflusst. Bei 26000 Gauß ist eine Verbreiterung gerade noch erkennbar. Eine Ausnahme zeigt die Linie  $\lambda = 25731,0 \text{ cm}^{-1}$ . Diese Linie wird in zwei  $p$ - und zwei  $s$ -Komponenten aufgespalten ( $p$  Aufspaltung ungefähr normal,  $s$  etwas kleiner). Eine Verschiebung der Mittellinie tritt nicht ein, auch keine Intensitätsverschiedenheit. Nach ihrem magnetischen Verhalten gehört diese Linie zum  $E$ -Zweig, dessen Linien sich alle wie  $\delta_3$  verhalten, doch ist dies nicht im Einklang mit der Wellenlänge. Ka

**L. Vegard.** Bemerkninger angaaende den grønne linje i nordlysspektret. Fysisk Tidsskrift 20, 128—129, 1922, Nr. 4. Referat von Untersuchungen des Nordlichtes. Die Wellenlänge der grünen Linie des Nordlichtes wird bestimmt und gefunden, als früher angenommen. Versuche, die Linie experimentell im Laboratorium herzustellen, geben ein negatives Resultat. Bei den Versuchen wird Luft von wahrscheinlicher Art, der Temperatur und dem Verdünnungsgrade der Luft in welcher das Nordlicht gebildet wird, mit Kathodenstrahlen bombardiert. Der Ursprung der grünen Linie ist deshalb noch unaufgeklärt. J.

**K. T. Compton.** Remarks on Ionization by Cumulative Action. Phil. Mag. (6) 43, 531—537, 1922, März, Nr. 255. [S. 1189.]

**K. T. Compton.** Theory of Ionization by Cumulative Action. Phys. Rev. 19, 421, 1922, Nr. 4. [S. 1189.] MINK

**Gregor Wentzel.** Neue numerische Untersuchung der Röntgenspektren. ZS. f. Phys. 16, 46—53, 1923, Nr. 1. Die Gesetzmäßigkeiten in den Daten der Röntgenspektren, die vom Verf. in einer früheren Arbeit gemeinsam mit A. Sommerfeld

diskutiert wurden (vgl. diese Berichte 3, 1039, 1922), werden an neuen Wellenmessungen geprüft und bestätigt. Insbesondere erweisen sich die dort erhaltenen charakteristischen Differenzen in den Abschirmungszahlen der Energieniveaus „Schale“, d. h. gleicher Quantensumme  $n$ , als kleine ganze Vielfache von  $n \cdot 0,58$ . Einführung geeigneter Abschirmungsglieder in Sommerfelds relativistische Formel lassen sich die Dublettgesetze formelmäßig bequem wiedergeben. Für unterschiedliche Verhalten der Abschirmungszahlen im Hauptglied und in den Nebengliedern der relativistischen Entwicklung wird eine theoretische Deutung gegeben.  
WENTZEL.

**Thén.** Kombinationer inom bandspektra. Fysisk Tidsskrift 20, 135—137, Nr. 4. Auszug aus der Dissertation Lund 1923.  
J. OLSEN.

**Seland.** Om Intensiteten av karakteristiske Røntgenstråaler. Fysisk Tidsskrift 20, 124—125, 1922, Nr. 4. Zusammenfassendes Referat über eine Arbeit von Seland. in Phil. Mag. 45, 65, 1923.  
J. OLSEN.

**Lindh.** Röntgenabsorptionsspektra och kemisk valens. Fysisk Tidsskrift 20, 132—133, 1922, Nr. 4. 71 S. Dissertation Lund 1923. Experimentelle Untersuchungen über die  $K$ -Röntgenabsorptionsspektra der Elemente Chlor, Schwefel und Sauerstoff.  
J. OLSEN.

**Encrants.** Om det kontinuerliga Röntgenspektret och dess fotografiska verkning. Fysisk Tidsskrift 20, 125—126, 1922, Nr. 4. Auf Grundlage der experimentell erhaltenen spektralen Intensitätskurven der kontinuierlichen Röntgenspektren hat der Verf. die entsprechenden Intensitäten hinter verschiedenen Filtern, z. B. auch von verschiedenen Teilen des menschlichen Körpers unter Benutzung der besten vorliegenden Messbestimmungen berechnet. Weiter hat er durch Schätzung der Silbermenge in der photographischen Platte den Teil der Röntgenstrahlung berechnet, die von dieser absorbiert wird. Dauvilliersche Kurven wurden mit den experimentellen Kurven verglichen. Bei 71, 53 und 31 Kilovolt und verschiedenen Stromformen: Gleichstrom, Wechselstrom und Induktorstrom, aufgenommen. Als Resultat werden Kurven und Tabellen mitgeteilt, die die totale Strahlungsintensität und die photographisch wirksame Intensität wiedergeben. Außerdem hat der Verf. diese Werte für die bei verschiedenen Filtern „effektive Wellenlänge“ nebst dem Wirkungsgrade berechnet, d. h. den Prozentsatz der Röntgenenergie, die photographisch ausgenutzt werden kann, und die Lage des Wirkungsmaximums usw. Die Tabelle zeigt einige Resultate.

Wellenlänge in Volt	Wirkungsgrad ohne Filter Proz.	Wirkungsgrad hinter 1,6 cm Al Proz.	Watt relativ	Röntgen- effekt $E$ relativ	Photographi- scher Effekt $F$ relativ	$F : E$
4—5	1,6	100	100	100	100	100
5	2,6	75	58	74	1,26	
7,8	6	46	11	19	1,73	

J. OLSEN.

**tsmark.** Om røntgenstrålingen fra de letteste elementer. Fysisk Tidsskrift 20, 122—124, 1922, Nr. 4. Referat über die Veröffentlichung des Verf. in ZS. 23, 252, 1922.  
J. OLSEN.

**Cale.** Die Zerstörung der Fluoreszenz verdünnter Lösungen durch violettes Licht. Proc. Trans. Roy. Soc. Canada (3) 16 [3], 257—263, 1922.



Die Fluoreszenz und die Absorptionsbande einer verdünnten Lösung von Äsculin schwinden durch die Bestrahlung mit ultravioletttem Licht. Dasselbe Resultat gleichen optischen Eigenschaften läßt sich durch Behandlung mit  $O_3$  erreichen, eine chemische Umwandlung als Ursache der Fluoreszenz wahrscheinlich ist. \*B

**John K. Robertson.** Die elektrodenlose Entladung in Jod und Wasser. Proc. Trans. Roy. Soc. Canada (3) 16 [3], 151—155, 1922. [S. 1189.] \*B

**H. M. Hansen.** Om Virkningerne af elektriske og magnetiske Felter paa Kvægsølvspektret. Fysisk Tidsskrift 20, 134—135, 1922, Nr. 4. Referat über Arbeit des Verf. in Det Kgl. Danske Videnskabernes Selskabs matematisk-meddelelser 5, Nr. 3. J.

**O. M. Corbino.** Sull' orientamento dei granuli magnetici nelle sospensioni colloidalì per effetto di campi alternati o rotanti. Lincei Rend. (5) 59—64, 1923, Nr. 2. Die von Majorana beobachtete magnetische Doppelbrechung kolloidalen Eisenhydratlösungen ist auf die Orientierung der suspendierten Teilchen im Felde zurückzuführen. Eine Phasenverzögerung der Orientierung der Teilchen gegenüber dem Wechsel des äußeren Feldes wird durch die thermische Bewegung verursacht. In der vorliegenden Arbeit wird die Größe der Phasenverzögerung bei magnetischen Polarisation der Flüssigkeit im alternierenden elektrischen Felde mit der mechanischen Wirkung eines Drehfeldes abgeleitet, deren Vorhandensein experimentell bestätigt werden konnte. — Für die quasielastische Kraft  $F$ , die durch das äußere Feld hervorgerufen wird, ergibt sich in Abhängigkeit von der Gaskonstante der Avogadro'schen Zahl  $N$ , der absoluten Temperatur  $T$  und der auf einen Liter bezogenen Konzentration  $c$

$$F = - \frac{RT}{N} \frac{d \log c}{d \alpha}.$$

Wird  $\alpha$  als der Winkel betrachtet, den die Richtung des Feldes mit der Achse der Teilchen bildet, in den suspendierten Teilchen angenommenen natürlichen magnetischen Momenten bildet, so folgt schließlich, wenn  $c$  klein ist und in der Form

$$c = M[1 + a \cos \alpha \cdot \sin(\omega t - \delta)]$$

gesetzt wird,

$$a = \frac{2 A H_0}{r \omega} \cdot \sin \delta,$$

wo  $A$  das magnetische Moment des Teilchens,  $H = H_0 \cdot \sin \omega t$  die Feldstärke,  $r$  den Widerstand des Mediums gegen die Richtwirkung darstellt. Ferner ist

$$\tan \delta = \frac{\omega r N}{2 \cdot R T}.$$

Die Größe der erwähnten mechanischen Wirkung, bezogen auf die Einheit des Lichtlumens, in dem sich  $n$  Teilchen befinden mögen, ist

$$D = \frac{n \cdot H_0^2 \cdot A^2 N}{3 R T} \cdot \cos \delta \cdot \sin \delta.$$

H. R. S.

**Raphael Ed. Liesegang.** Reifung von Silberhaloidemulsionen. ZS. f. Photogr. 22, 81—84, 1923, Nr. 4/5. KBr,  $NH_4OH$ , KCNS und  $Na_2SO_3$  bewirken starke Reifung von AgBr, das in einer Gelatinegallerte hochdispers verteilt ist. Methylviolett 2B wirkt reifungshemmend. Ein aufgelegtes Stück Kupfer oder eiserner Nagel halten die Nachreifung auf einige Millimeter Distanz vollkommen auf. \*B

n äußeren Grenzen der Diffusionszonen ist die Reifung dagegen besonders stark. Diese antagonistische Wirkung von geringen und höheren Konzentrationen wird anders hingewiesen.

P. P. KOCH.

Wightman, A. P. H. Trivelli and S. E. Sheppard. The size-frequency distribution of particles of silver halide in photographic emulsions and relation to sensitometric characteristics. IV. Journ. Franklin Inst. 195, 1923, Nr. 5. Kurze vorläufige Mitteilung über das Vorhandensein einer statistischen Verteilung der Empfindlichkeit auf die verschiedenen Körner einer Bromsilberemulsion.

P. P. KOCH.

Wightman, A. P. H. Trivelli and S. E. Sheppard. The size-frequency distribution of grains of silver halide in photographic emulsions and relation to sensitometric characteristics. V. Systematic correlation. Journ. phys. chem. 27, 466—480, 1923, Nr. 5. Für eine Reihe von 7 Emulsionen ist das sensitometrische Verhalten und gleichzeitig die Verteilung der einzelnen Bromsilberkörner auf die verschiedenen Korngrößen festgestellt worden. Die Emulsionen sind alle in ähnlicher Weise präpariert, mit der einen Ausnahme, daß ein Faktor angegeben wurde, der die Größenverteilung der Körner bestimmte. Angaben über diesen Faktor werden nicht gemacht. Die Ergebnisse werden in Form von Tabellen und Diagrammen mitgeteilt. Sie zeigen, daß die Emulsionen ihren Charakter kontinuierlich ändern, beispielsweise in dem Sinne, daß Steigerung der Empfindlichkeit mit der Art der Größenverteilung der Körner Hand in Hand geht.

P. P. KOCH.

Rowland. Über die sogenannten Geister der Spektralgitter. Ann. d. Phys. 178—186, 1923, Nr. 9/12. Wenn die Furchen eines Beugungsgitters nicht genau an den richtigen Stellen liegen und die fehlerhafte Verteilung der ersten  $m$  Furchen bei den folgenden Gruppen von  $m$  Furchen wiederholt ( $m$  beträgt einige Hundert bis einige Tausend), so treten im Spektrum dicht neben den Hauptlinien vom Gangunterschied  $d = \mu \lambda$  ( $\mu$  ganze Zahl) „Rowlandgeister“ bei den Gangunterschieden  $\lambda/m$ ;  $\mu \lambda \pm 2 \lambda/m \dots$  auf (Rowlandsche Theorie der Geister). Verf. zeigt (vgl. Ber. S. 312), daß sich in ähnlicher Weise die weitab von den wahren Linien auftretenden „Lymangeister“ erklären lassen. Man muß dazu annehmen, daß sich den Fehlern von der Periode  $m$  Fehler von der gleichfalls großen Periode  $m_1$  überlagern, so daß innerhalb dieser Periode noch eine Fehlerperiode  $m_2$  besteht, wo  $m_2$  klein gegenüber  $m_1$  und kein aliquoter Teil von  $m_1$  ist. Bei „Fehlern“ braucht man nicht gerade an eine fehlerhafte Lage zu denken; jede andere periodisch wiederkehrende Unregelmäßigkeit, z. B. in der Furchentiefe, bewirkt das gleiche: die Summation nämlich der von den einzelnen Furchen ausgehenden Lichterregungen zeigt, daß neben der Hauptlinie auch Geister bei den Gangunterschieden  $\mu \lambda \pm s \lambda/m_1$  auftreten, wo  $s/m_1$  z. B. bei  $m_1 = 5$  den Brüchen  $1/5$  und  $2/5$  nahekommt. Zahlenbeispiel:  $m_1 = 298$ ,  $m_2 = 5$ . Ist für  $s = 58, 59, 60, 61$  nahezu gleich  $1/5$ , für  $s = 118, 119, 120, 121$  nahezu  $2/5$ . Für die erste Gruppe ergeben sich als Werte  $d/\lambda$ : 1,795302; 1,798658; 1,801313; 1,805369, während Meggers und Kiess innerhalb der Fehlergrenzen das Gleiche finden: 1,795348; 1,798680; 1,802016; 1,805352. Woher die Perioden  $m_1$  und  $m_2$  kommen, ist unbekannt.

BUCHWALD.

Black. Compensation accommodative du chromatisme de l'oeil. Influence de la théorie de d'Alembert. C. R. 176, 859—861, 1923, Nr. 12. Durch Vergleich mit einem besonders hergestellten Objektiv von guter sphärischer Korrektur, das fast keine starken Farbenabweichungen, die durch Ersatz des Flint durch Kron (und um-

gekehrt) hervorgerufen sind, wird festgestellt, daß die größte Bildschärfe bei v Einstellung sich ergibt, wenn die Einstellungsebene mit dem Vereinigungspun gelben Strahlen zusammenfällt. Es ist deshalb auch für das Auge anzunehmen auf den gelben Bildpunkt akkommodiert wird, im Gegensatz zur d'Alembert Theorie, nach der auf die Mitte des sichtbaren Spektrums eingestellt wird. H. R. S

**H. H. Emsley and E. F. Fincham.** Diffraction Halos in Normal and G matous Eyes. Optician **65**, 3—8, 1923, Nr. 1665. (Vgl. diese Ber. S. 502—503)

H. R. S

**Willard B. Fisher.** Development of Low Visual Acuity and Ocular Dyna Optician **64**, 390—393, 1923, Nr. 1663. Eine Besserung der Amblyopie, sowie Vergrößerung des Akkommodationsbereiches läßt sich namentlich bei jugend Personen durch systematische Übungen erzielen. Als Übungsobjekte dienen Sehp tafeln, deren Abstand vom Auge stufenweise vergrößert wird. An einigen Bei wird gezeigt, daß selbst in Fällen, bei denen die ursprüngliche Sehschärfe etwa 20 betrug, nach einigen Monaten volle Sehschärfe erreicht werden konnte. H. R. S

## 7. Wärme.

**O. D. Chwolson.** Lehrbuch der Physik. 2. Aufl. Dritter Band, zweite Abte Die Lehre von der Wärme. Herausgegeben von Gerhard Schmidt. Mit 11 bildungen. VII u. 460 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt 1923. Über die erste Abteilung des dritten Bandes vgl. diese Ber. S. 102. Die liegende zweite Hälfte der Wärme enthält die Grundlagen der Thermodynamik Anwendung der Thermodynamik auf bereits früher betrachtete Erscheinungen Oberflächenspannung, auf die adiabatische Zustandsänderung flüssiger und Körper, endlich auf den Druck der strahlenden Energie und das Gesetz von St ferner die Änderungen des Aggregatzustandes, und zwar die Zusammenstellung Tatsachenmaterials und die theoretische Behandlung auf Grund der Gesetze der Th dynamik, die Eigenschaften der gesättigten Dämpfe nebst Hygrometrie, die ungesät Dämpfe, den kritischen Zustand und die korrespondierenden Zustände, endli Gleichgewicht sich berührender Körper, die Phasenregel und die Lösungen. — die Wärme Chwolson's zeichnet sich durch eine moderne Behandlung des S und durch die wertvolle Hinzufügung der wichtigsten Literaturnachweise aus. Sc

**W. Palmær.** Om några av blysuperoxidens fysikaliska egenskaper. Tidsskrift **20**, 119—120, 1922, Nr. 4. [S. 1188.] J. O

**J. C. Mc Lennan und G. M. Shrum.** Über die Verflüssigung von Wasser und Helium. 2. Veröffentlichung. Proc. Trans. Roy. Soc. Canada (3) **16** [3], 193, 1922. Beschreibung und Abbildung der an der Toronto-Universität benut Apparate zur Reinigung und Verflüssigung von  $H_2$  und He. Der  $H_2$  wird durch frieren der Verunreinigungen so weit gereinigt, daß ein Dauerbetrieb der Verflüssi möglich ist, ohne die im allgemeinen nach einiger Zeit auftretende Verstopfung Apparate durch fest gewordene Fremdgase. Der Verflüssiger liefert stündlic bis 15 Liter flüssigen  $H_2$ . Die He-Apparatur ist noch nicht erprobt. \*Ba

**G. Ribaud.** Théorie du four à induction à haute fréquence. Journ. de et le Radium (6) **4**, 214 S—216 S, 1923, Nr. 4. [S. 1194.] C. M